

---

 論 文
 

---

大韓造船學會誌  
 第24卷 第4號 1987年 12月  
 Journal of the Society of  
 Naval Architects of Korea  
 Vol. 24, No. 4, December 1987

## 시간영역해법에 의한 강제동요시 동유체력 해석

孔 仁 泳\* · 李 起 杓\*\*

## Linear Time Domain Analysis of Radiation Problems

by

I.Y. Gong\* · K.P. Rhee\*

**Abstract**

The hydrodynamic radiation forces acting on a ship travelling in waves have been conventionally treated by strip theories or by direct three dimensional approaches, most of which have been formulated in frequency domain. If the forward speed of a ship varies with time, or if its path is not a straight line, conventional frequency domain analysis can no more be used, and for these cases time domain analysis may be used.

In this paper, formulations are made in time domain with applications to some problems the results of which are known in frequency domain. And the results of both domains are compared to show the characteristics and validity of time domain solutions.

The radiation forces acting on a three dimensional body which is floating or travelling with constant forward speed are formulated in time domain within the framework of a linear theory. If the linearity of entire system is assumed, radiation forces due to arbitrary ship motions can be expressed by the convolution integral of the arbitrary motion velocity and the so called impulse response function.

Numerical calculations are done for some bodies of simple shapes and Series-60( $C_B=0.7$ ) ship model. For all cases, integral equation techniques with transient Green's function are used, and velocity or acceleration potentials are obtained as the solution of the integral equations.

In linear systems, time domain solutions are related with frequency domain solutions by Fourier transform. Therefore time domain solutions are Fourier transformed by suitable relations and the results are compared with various frequency domain solutions, which show good agreements.

## 1. 서 론

물체의 전진속도가 일정하지 않거나, 물체의 이동경

로가 직선이 아닌 경우의 강제동요문제 그리고 물체에 가해지는 외력이나 물체자체의 거동이 단순조화함수의 선형중첩으로 표시하기 어려운 경우 등에는 일반적으로 널리 사용되고 있는 주파수 영역에서의 해석법을

접수일자 : 1987년 8월 27일, 재접수일자 : 1987년 10월 14일

\* 학생회원, 서울대학교 대학원 조선공학과

\*\* 정 회 원, 서울대학교 조선공학과

활용할 수 없게 되므로, 이러한 경우를 위하여 시간영역해법의 도입이 요구되고 있다.

Cummins[1]와 Ogilvie[2] 등은, 강제동요의 변위 가 임의의 시간함수로 주어질 경우, 그 변위가 작다면, 물체에 작용하는 동유체력들을 임의의 물체운동 속도와 충격응답함수의 convolution적분으로 표시할 수 있음을 보임으로써, 선박유체역학문제에 시간영역해석법을 도입할 수 있는 가능성을 제시하였다. 이들 논문에서는 직접적인 계산에는 보이지 않고 있으며, 후에 Liapis & Beck[3] 및 Newman[4] 등에 의하여 수치 계산에 가 보여진 바 있다.

본 논문에서는 시간영역해법의 타당성과 그 특성을 입증하기 위하여, 정수중을 일정속도로 전진하는 임의의 3차원 물체가  $t=0$ 인 순간부터 평균위치를 기준으로 작은 진폭의 비정상운동을 할 경우, 이 물체에 작용하는 동유체력들을 시간영역에서 그리고 선형범위내에서 해석하기 위한 경계치 및 초기치 문제를 정식화하였다.

전체 계의 선형성을 가정할 경우, 이러한 강제동요 문제는 물체의 운동속도가 impulse로 주어질 경우의 반응력을 구하는 문제로 귀착되며, 과도 Green 함수를 이용한 적분방정식 기법으로 물체표면에서의 속도 혹은 가속도 포텐셜을 적분방정식의 해로서 구하였다. 이러한 과도 Green 함수의 일반적인 형태는 Wehausen & Laitone[5]에 의하여 구해진 바 있다. 모든 적분방정식은 시간 변수에 대하여는 제 2종 Volterra 형태, 그리고 공간변수들에 대하여는 제 2종 Fredholm 형태가 되며, Hess & Smith[6]의 방법에 준하여 물체표면을 유한개의 요소들로 분할한 후 collocation 방법과 time marching 방법으로 해를 구하였다.

본 방법에 의한 적용예로서, 간단한 기하학적 형상의 물체와 Series-60[ $C_B=0.7$ ]선형에 대하여 강제동요 문제에 대한 계산을 수행하였다. 선형계에서는 주파수영역과 시간영역에서의 해가 Fourier 변환에 의하여 연관되어지므로[7, 8], 시간영역에서 얻은 결과들을 적당한 관계식에 의하여 Fourier 변환시켜, 주파수영역의 계수들을 구하였다. 이 결과들을 사용하여 시간영역해의 계산검증을 하였으며, 여러가지 다른 이론해들[9, 10, 11, 12]과 비교한 결과 대체적으로 일치하고 있다.

### 2. 문제의 정식화

정수중을 일정속도로 전진하는 임의의 3차원 물체가  $t=0$ 인 순간부터 평균위치를 기준으로 작은 진폭의 비

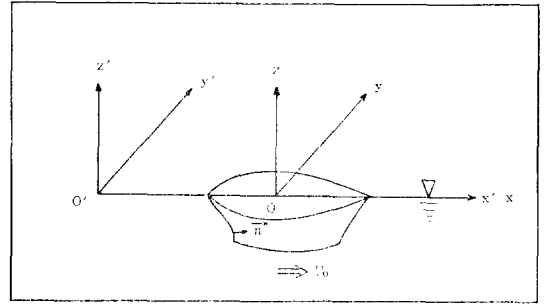


Fig. 1 Coordinate system

정상운동을 한다고 가정하자. 또한 유체는 비점성, 비압축성이라 가정하고 유체운동은 비회전성이라 가정하면 속도 포텐셜을 도입할 수 있으며, 좌표계는 Fig. 1과 같다. 이 경우 이동좌표계에서의 전체 속도 포텐셜은

$$\Phi(x, y, z, t) = -U_0x + \phi_0(x, y, z) + \phi_R(x, y, z, t) \quad (1)$$

여기서  $\phi_0$ 는 일정속도  $U_0$ 로 전진하는 물체로 인한 유체의 교란을 나타내는 정상상태의 속도포텐셜이고,  $\phi_R$ 은 물체의 비정상 운동으로 인한 유체의 교란을 나타내는 방사포텐셜이다.  $\phi_R$ 은 다음과 같은 경계치 및 초기치 문제의 해가 된다.

지배방정식 :

$$\nabla^2 \phi_R = 0 \quad z \leq 0 \quad (2)$$

자유표면 경계조건 :

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} - U_0 \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 \phi_R + g \frac{\partial}{\partial z} \phi_R = 0 \quad \text{at } z=0 \quad (3)$$

물체표면 경계조건 :

$$\frac{\partial}{\partial n} \phi_R = \sum_{k=1}^6 [n_k \dot{\zeta}_k(t) + m_k \zeta_k(t)] \quad \text{on } S_0 \quad (4)$$

해지면 경계조건 :

$$\frac{\partial}{\partial z} \phi_R = 0 \quad \text{at } z = -\infty \quad (5)$$

무한원방 경계조건 :

$$|\nabla \phi_R| \rightarrow 0 \quad \text{at } R \rightarrow \infty \quad (6)$$

초기 조건 :

$$\phi_R = \frac{\partial}{\partial t} \phi_R = 0 \quad \text{at } t < 0, z = 0 \quad (7)$$

여기서

$S_0$  : 선체표면의 평균위치

$(n_1, n_2, n_3) = \vec{n}$  : 선체안쪽을 향하는 법선벡터

$$(n_4, n_5, n_6) = \vec{r} \times \vec{n} \quad (8)$$

$\vec{r} = (x, y, z)$  : 원점 0에서 선체표면에 이르는 위치 벡터

$\zeta_k(t), \dot{\zeta}_k(t)$  : k번째 방향으로의 운동변위 및 속도

시간영역해법에 의한 강제동요시 동유체력 해석

$$\begin{aligned} (m_1, m_2, m_3) &= \bar{m} = -(\bar{n} \cdot \bar{v}) \bar{w} \\ (m_4, m_5, m_6) &= -(\bar{n} \cdot \bar{v}) (\bar{r} \times \bar{w}) \\ \bar{w} &= \bar{v}(-U_0 x + \phi_0) \end{aligned} \quad (9)$$

이제, 적분방정식 기법을 사용하기 위하여 다음과 같은 과도 Green 함수를 생각하자. 이 Green 함수는, 시간  $\tau$ 인 순간, 일정속도  $U_0$ 로 움직이는 점  $Q(\xi, \eta, \zeta)$ 에 갑자기 생성되었다가 바로 소멸되는 impulsive source로 인하여, 그 이후의 시간  $t$ 에서, 역시 일정속도  $U_0$ 로 움직이는 점  $P(x, y, z)$ 에 유발되는 속도포텐셜을 나타내는 함수이다. 이러한 Green 함수는 Wehausen & Laitone[5]에 의하여, 다음처럼 구해질 수 있다.

$$\begin{aligned} G(P, Q, t-\tau) &= \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r'}\right) \delta(t-\tau) + H(t-\tau) \tilde{G}(P, Q, t-\tau) \\ \tilde{G}(P, Q, t-\tau) &= 2 \int_0^{\infty} dk \sqrt{gk} \sin(\sqrt{gk}(t-\tau)) e^{k(z+\zeta)} J_0(kR) \end{aligned} \quad (10)$$

여기서  $\delta$ 와  $H$ 는 각각 Dirac-delta 함수와 Heaviside 계단함수이며,

$$\begin{aligned} r &= [(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2]^{1/2} \\ r' &= [(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z+\zeta)^2]^{1/2} \\ R &= [(x-\xi + U_0(t-\tau))^2 + (y-\eta)^2]^{1/2} \end{aligned} \quad (11)$$

식 (10)으로 주어지는 Green 함수  $G$ 는 다음의 조건을 만족함을 보일 수 있다.

$$\nabla^2 G(P, Q, t) = -4\pi\delta(P-Q)\delta(t) \quad z \leq 0 \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} - U_0 \frac{\partial}{\partial x}\right)^2 G(P, Q, t) &+ g \frac{\partial}{\partial z} G(P, Q, t) = 0 \quad \text{at } z=0 \end{aligned} \quad (13)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} G(P, Q, t) = 0 \quad \text{at } z = -\infty \quad (14)$$

$$|FG(P, Q, t)| \rightarrow 0 \quad \text{at } R \rightarrow \infty \quad (15)$$

$$G(P, Q, t) = \frac{\partial}{\partial t} G(P, Q, t) = 0 \quad \text{at } t < 0 \quad (16)$$

이제, Fig. 2와 같은 진사체적  $V$ 내에서  $G(P, Q, t-\tau)$

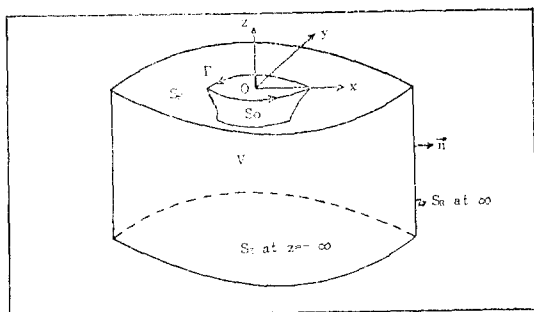


Fig. 2 Control volume

와  $\phi_R(Q, \tau)$ 에 Green 정리를 적용한다. 법선벡터는 유체영역밖을 향하도록 정의되어 있음을 고려하고 식 (5), (6)과 식 (14), (15)의 조건을 이용하면

$$\begin{aligned} &-4\pi\phi_R(P, \tau)\delta(t-\tau) \\ &= \iint_{S_1+S_3} ds [\phi_R(Q, \tau) \frac{\partial}{\partial n_Q} G(P, Q, t-\tau) \\ &- G(P, Q, t-\tau) \frac{\partial}{\partial n_Q} \phi_R(Q, \tau)] \end{aligned} \quad (17)$$

다시  $\phi_R(P, t)$ 에 대한 표현식을 얻기 위하여, 식 (17)을  $[t-\epsilon, t+\epsilon]$  ( $0 < \epsilon \leq 1$ )에서  $\tau$ 에 대하여 적분하고, 자유표면 경계조건과 평면에서의 Stokes 정리를 이용하면

$$\begin{aligned} \phi_R(P, t) &= -\frac{1}{4\pi} \int_0^t d\tau \iint_{S_1} ds \left[ \phi_R \frac{\partial}{\partial n_Q} G - G \frac{\partial}{\partial n_Q} \phi_R \right] \\ &+ \frac{1}{4\pi g} \int_0^t d\tau \int_r d\eta [U_0^2 \{G\phi_{R\xi} - \phi_R G_\xi\} \\ &- U_0 \{G\phi_{Rr} - \phi_R G_r\}] \end{aligned} \quad (18)$$

여기서  $\tau$ 는 수선을 나타내며, 물체 위에서 보았을 때 반시계방향인 선적분의 방향이 된다. 또한 위 식에서  $P$ 는 유체영역내부의 점이며, 선적분항은 전진속도가 없거나, 물체가 완전히 잠겨 있으면 소멸되는 항이다.  $P$ 가 물체표면상의 점일 경우, 위의 식은 다음처럼 표현된다.

$$\begin{aligned} \phi_R(P, t) &= -\frac{1}{2\pi} \int_0^t d\tau \iint_{S_1} ds \left[ \phi_R \frac{\partial}{\partial n_Q} G - G \frac{\partial}{\partial n_Q} \phi_R \right] \\ &+ \frac{1}{1\pi g} \int_0^t d\tau \int_r d\eta [U_0^2 \{G\phi_{R\xi} - \phi_R G_\xi\} \\ &- U_0 \{G\phi_{Rr} - \phi_R G_r\}] \end{aligned} \quad (19)$$

여기서  $\iint$ 는 주치적분을 표시하며, 이 식은 물체표면에서의 속도포텐셜  $\phi_R(P, t)$ 에 대한 적분방정식이 된다. 이제  $\phi_R$ 을 다음처럼 가정할 수 있다.

$$\phi_R = \sum_{k=1}^6 \phi_k(x, y, z, t) \quad (20)$$

여기서  $\phi_k$  ( $k=1, 2, \dots, 6$ )는 각각 전후동요, 좌우동요, 상하동요, 횡동요 및 종동요와 선수동요의 속도포텐셜을 나타낸다.

이제 다음과 같은 가상의 경우를 생각하자. 즉,  $t=0$  인 순간에 물체의 변위가  $k$ 번째 운동방향으로 0에서 1로 순간적인 도약을 하였다고 가정하고, 이후에는 역시 일정속도  $U_0$ 로 이 변위를 간직한 채로 움직이는 가상의 경우,  $\zeta_k(t) = H(t)$ ,  $\dot{\zeta}_k(t) = \delta(t)$ 가 되며, 이러한 경우의 속도포텐셜을  $\phi_k(x, y, z, t)$ 라 하자. Ogilvie [2] 및 Liapias & Beck [3]에 의하면  $\phi_k$ 를 다음처럼 가정할 수 있고,

$$\phi_k(P, t) = \phi_{1k}(P)\delta(t) + (\phi_{2k}(P) + \bar{x}_k(P, t))H(t) \quad (21)$$

Duhamel의 원리에 의하여  $\phi_k(P, t)$ 는 다시 다음처럼 쓸 수 있다.

$$\phi_k(P, t) = \phi_{1k}(P)\zeta_k(t) + \phi_{2k}(P)\zeta_k(t) + \int_0^t d\tau \bar{x}_k(P, t-\tau)\dot{\zeta}_k(\tau) \quad (22)$$

여기서  $\phi_{1k}(P)$ 는 물체의 변위가 발생하는 순간의 유체유동을 나타내는 함수이며,  $\phi_{2k}(P)$ 는 이러한 변위로 인한 물체표면에서의 유속변화를 표시하며,  $\bar{x}_k(P, t)$ 는 속도의 impulse로 인한 유체장의 교란을 나타내는 함수이다. 식 (22)를 식 (19)에 대입하고,  $\zeta_k(t)$ 는 시간에 대한 임의의 함수임을 고려하면,  $\phi_{1k}, \phi_{2k}, \bar{x}_k$ 에 대한 적분방정식은 각각 다음처럼 유도될 수 있다.

$$2\pi\phi_{1k}(P) + \iint_{S_0} ds\phi_{1k}(Q)\frac{\partial}{\partial n_Q}\left(\frac{1}{r}-\frac{1}{r'}\right) = \iint_{S_0} ds\left(\frac{1}{r}-\frac{1}{r'}\right)n_k(Q) \quad (23)$$

$$2\pi\phi_{2k}(P) + \iint_{S_0} ds\phi_{2k}(Q)\frac{\partial}{\partial n_Q}\left(\frac{1}{r}-\frac{1}{r'}\right) = \iint_{S_0} ds\left(\frac{1}{r}-\frac{1}{r'}\right)m_k(Q) \quad (24)$$

$$2\pi\bar{x}_k(P, t) + \iint_{S_0} ds\bar{x}_k(Q, t)\frac{\partial}{\partial n_Q}\left(\frac{1}{r}-\frac{1}{r'}\right) + \int_0^t d\tau \iint_{S_0} ds\bar{x}_k(Q, \tau)\frac{\partial}{\partial n_Q}\tilde{G}(P, Q, t-\tau) + \frac{U_0^2}{g} \int_0^t d\tau \int_V d\gamma[\bar{x}_k(Q, \tau)\tilde{G}_t(P, Q, t-\tau) - \tilde{G}(P, Q, t-\tau)\bar{x}_k(Q, \tau)] - \frac{2U_0}{g} \int_0^t d\tau \int_V d\gamma\bar{x}_k(Q, \tau)\tilde{G}_t(P, Q, t-\tau) = \int_0^t d\tau \iint_{S_0} ds m_k(Q)\tilde{G}(P, Q, t-\tau) + \iint_{S_0} ds n_k(Q)\tilde{G}(P, Q, t) - \iint_{S_0} ds\phi_{1k}(Q)\frac{\partial}{\partial n_Q}\tilde{G}(P, Q, t) - \int_0^t d\tau \iint_{S_0} ds\phi_{2k}(Q)\frac{\partial}{\partial n_Q}\tilde{G}(P, Q, t-\tau) \quad (25)$$

이러한 유동으로 인하여 물체표면에 작용하는 힘과 모멘트는, 다음과 같은 동압을  $S_0$ 에 대하여 적분하여 얻을 수 있다.

$$P_k = -\rho \frac{\partial}{\partial t} \phi_k - \rho \bar{w} \cdot \nabla \phi_k \quad (26)$$

$$F_{jk} = \iint_{S_0} ds P_k n_j = -\rho \iint_{S_0} ds \frac{\partial}{\partial t} \phi_k n_j - \rho \iint_{S_0} ds \{\bar{w} \cdot \nabla \phi_k\} n_j \quad (27)$$

식 (27)은  $\nabla \phi_k$ 를 포함하고 있어 계산에 불편하므로, 다음과 같은 Ogilvie & Tuck[13]의 공식을 이용하면

$$\iint_{S_0} ds [m_j \phi_k + n_j (\bar{w} \cdot \nabla \phi_k)]$$

$$= - \int_V dln_j \phi_k (\bar{l} \times \bar{n}) \cdot \bar{w} \quad (28)$$

여기서  $\bar{l}$ 은  $\Gamma$ 방향의 단위벡터이며, 따라서 식 (27)은

$$F_{jk}(t) = -\rho \iint_{S_0} ds \frac{\partial}{\partial t} \phi_k n_j + \rho \iint_{S_0} ds \phi_k m_j + \rho \int_V dln_j \phi_k (\bar{l} \times \bar{n}) \cdot \bar{w} \quad (29)$$

식 (22)를 식 (29)에 대입하고 다음을 정의하자.

$$\mu_{jk} = \rho \iint_{S_0} ds \phi_{1k}(Q) n_j \quad (30)$$

$$b_{jk} = \rho \left[ \iint_{S_0} ds \phi_{2k}(Q) n_j - \iint_{S_0} ds \phi_{1k}(Q) m_j \right] \quad (31)$$

$$c_{jk} = -\rho \iint_{S_0} ds \phi_{2k}(Q) m_j \quad (32)$$

$$k_{jk}(t) = \rho \left[ \iint_{S_0} ds \bar{x}_{kt}(Q, t) n_j - \iint_{S_0} ds \bar{x}_k(Q, t) m_j - \int_V dln_j (\bar{l} \times \bar{n}) \cdot \bar{w} \bar{x}_k(Q, t) \right] \quad (33)$$

식 (29)는 다음처럼 정리된다.

$$F_{jk} = -\mu_{jk} \dot{\zeta}_k(t) - b_{jk} \dot{\zeta}_k(t) - c_{jk} \zeta_k(t) - \int_0^t d\tau k_{jk}(t-\tau) \dot{\zeta}_k(\tau) \quad (34)$$

여기서  $\mu_{jk}$ 는 물체의 형상에만 관계되며, 부가질량을 나타내고,  $b_{jk}$ 와  $c_{jk}$ 는 각각 감쇠계수와 유체동력학적 복원력항의 계수가 된다. 물체에 가해진 충격력 이후의 유체거동으로 인한 힘의 성분은 모두  $k_{jk}(t)$ 에 포함되어 있으며, 이 함수는 물체의 형상과 전진속도 그리고 시간에 좌우된다.

이제 시간영역에서 구해진 값들과, 주파수 영역에서 구해지는 계수들과의 관계를 알기 위하여  $\zeta_k(t)$ 가  $t=0$ 인 순간부터 다음과 같은 단순조화함수로 주어지는 경우를 생각하자.

$$\zeta_k(t) = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ \exp(i\omega t) & t \geq 0 \end{cases} \quad (35)$$

이 경우 시간이 오래 경과하면, 전유체장과 물체는  $\omega$ 의 주파수로 진동하므로, 주파수영역에서 가정하였던 경우와 동일해지며, 이제 식 (35)를 (34)에 대입하고  $t \rightarrow \infty$ 로 보내면

$$F_{jk} = [\omega^2 \mu_{jk} - i\omega b_{jk} - c_{jk} - \int_0^\infty d\tau i\omega e^{-i\omega\tau} k_{jk}(\tau)] e^{i\omega t} \quad (36)$$

동일한 경우에, 주파수영역에서는  $F_{jk}$ 가 다음처럼 표현된다.

$$F_{jk} = [\omega^2 A_{jk}(\omega) - i\omega B_{jk}(\omega)] e^{i\omega t} \quad (37)$$

여기서  $A_{jk}$ 와  $B_{jk}$ 는 각각 주파수영역에서의 부가질량계수와 감쇠계수를 나타내며, 식 (36)과 (37)을 비교하면

$$A_{jk}(\omega) = \mu_{jk} - \frac{1}{\omega} \int_0^\infty d\tau \sin \omega\tau k_{jk}(\tau) - \frac{1}{\omega^2} c_{jk} \quad (38)$$

$$B_{jk}(\omega) = b_{jk} + \int_0^\infty dr \cos \omega r k_{jk}(\tau) \quad (39)$$

위의 식에서 보듯이,  $\mu_{jk}$ 와  $b_{jk}$ 는 각각  $\omega \rightarrow \infty$ 에 해당하는  $A_{jk}$ 와  $B_{jk}$ 의 값이며, 또한 식 (34)에서  $c_{jk}$ 는 물체의 전진속도로 인한 동복원력항이므로 부가질량사이의 관계식인 식 (38)에 포함시켜서는 안되지만, 주파수 영역에서의 식은 실수부와 허수부로부터 분리되어 식 (37)로 표현되는 것이 보통이므로, 두 영역사이의 관계를 얻기 위하여 식 (38)로 쓴 것이다. 따라서 실제 가속도항의 계수인 부가질량계수를 얻기 위하여는 식 (38)에  $c_{jk}$ 를 포함시켜서는 안된다.

### 3. 계산결과 및 고찰

앞에서 언급한 수치계산 모델을 사용하여, 주파수 영역에서 계산결과가 알려져 있는 간단한 형상의 물체와 Series-60( $C_B=0.7$ ) 선형에 대하여 전진속도가 있는 경우와 없는 경우에 대한 계산을 수행하였다. 전진속도가 없는 경우는 식 (25)를  $t$ 에 대하여 다시 한번 미분하여  $\dot{x}_{kt}$ 에 대한 적분방정식을 유도하고 이를 사용하여 해를 구하였다. 전진속도가 있는 경우  $m_k$ 를 정확히 구하기 위하여는 식 (9)에서  $\ddot{w}$  즉,  $\Phi_0$ 에 대한 해결이 선행되어야 하지만, 본 논문에서는 이를 무시하였으며 이 경우  $\{m_k\} = \{0, 0, 0, 0, U_0 n_3, -U_0 n_2\}$ 이 된다.

Fig. 3은 본 계산에 이용된 반구와  $L/B=8$ 인 spheroid 그리고 Series-60( $C_B=0.7$ )선형의 표면 분할 모습을 보여주고 있다. Fig. 4는 전진속도가 없는 경우,

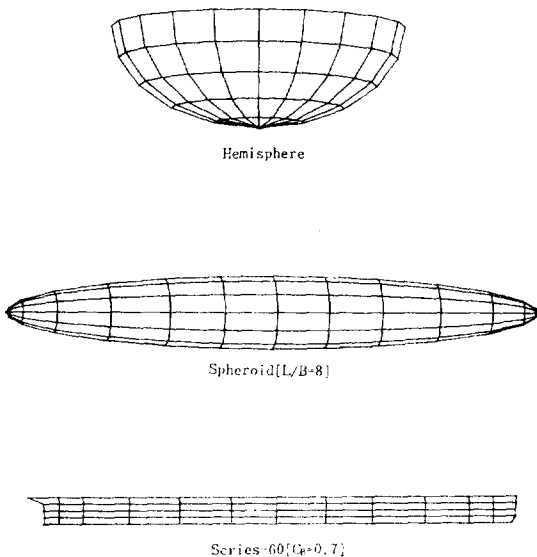


Fig. 3 Body surface discretizations

반경  $a$ 인 반구의 충격응답함수  $K(t)$ 를 도기한 것이다. 여기서 횡축은  $\sqrt{a/g}$ 로 무차원화한 시간축이며, 종축은  $Mg/a$ 로 무차원화 하였다. 여기서  $M$ 은 물체의 질량이다. 이 경우에는 반구의 대칭성을 이용하여 물체의 1/4 표면에서만 문제를 풀었으며, 이 1/4 표면을 각각 56, 24, 12개의 표면요소로 분할하여 계산하였을 때 상하동요의 충격응답함수를 보여주고 있다. 이 경우, 시간이 증가하여도 충격응답함수  $K(t)$ 가 0으로 감소하지 않고 계속 진동하는 현상을 보이고 있는데, 이러한 현상은 Green함수를 사용하여 적분방정식으로 해를 구한 Adachi & Ohmatsu[14], 그리고 Newman[4]과 Liapis & Beck[3] 등에 의하여 공통적으로 지적되고 있다. 또한 Adachi & Ohmatsu[14]는, 이러한 현상이 실제 물리적인 현상이 아니라 Green함수를 이용한 적분방정식 기법상 나타나는 특수한 현상이고 주파수영역에서의 특이파수 현상과 관계가 있음을 밝힌 바

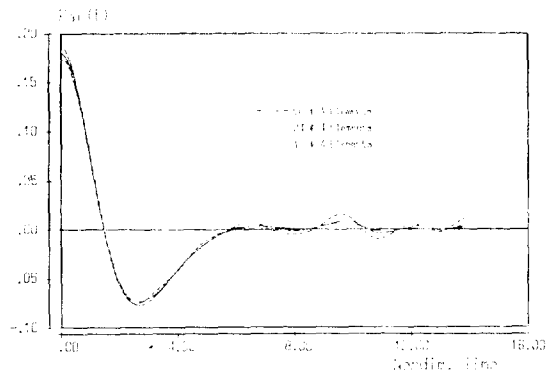


Fig. 4 Nondim. memory function of floating hemisphere for heave

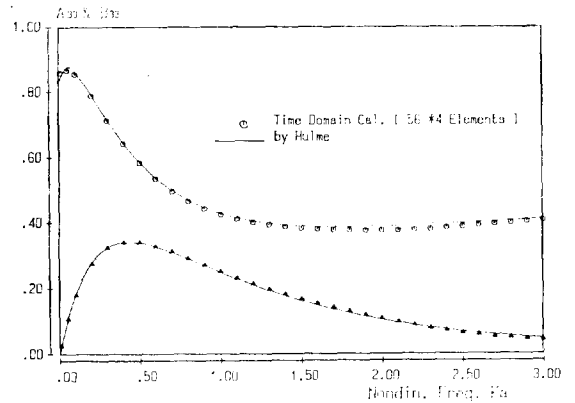


Fig. 5 Nondim. added mass & damping coeff. of floating hemisphere for heave

있다.

Fig. 5는 식 (38) 및 (39)에 의하여 Fig. 4의  $K(t)$  곡선으로부터 계산한 부가질량계수와 감쇠계수를 Hulme [9]의 결과와 비교한 것이다. 횡축은 무차원파수  $Ka$  그리고 부가질량과 감쇠계수는 각각  $M$ 과  $M\omega$ 로 무차원화한 것이다. 이 결과는 전체적으로 잘 일치하고 있으나 낮은 주파수영역에서는 약간의 차이가 있음을 볼 수 있는데, 이는 시간 영역의 곡선이 충분히 감소하지 않은 상태에서 Fourier 변환을 하였기 때문이라 생각 된다.

주파수 영역에서 적분방정식 기법으로 문제를 풀 경우, 물체내부에 자유표면이 없으면 특이파수 현상은 나타나지 않으며, 따라서 본 논문에서는 완전히 잠긴 구(중심의 잠긴 깊이/반경=1.25)에 대하여 시간영역에서의 해석을 수행하였다. 그 결과가 Fig. 6에 주어져 있으며,  $K(t)$ 의 값이, 시간이 지남에 따라 진동하는 현상없이 부드럽게 0으로 감소하는 현상을 볼 수 있다. 이 곡선의 종축은  $Mg/(2a)$ 로 그리고 횡축은

$\sqrt{(a/g)}$ 로 무차원화 하였으며 1/4표면을 54개의 요소로 분할하여 계산한 결과이다. 이 곡선의 확인을 위하여, 역시 이들로부터 주파수 영역에서의 계수들을 구하고 그 결과를 Srokosz [10]의 결과와 비교하였다. Fig. 7에서 보듯이 두 값들은 대체로 일치하고 있다.

Fig. 8은 Series-60선형이 전진속도 없이 떠있는 경우 상하동요의 충격응답함수를 도식한 것이다. 역시 대칭성을 이용하여 선체표면의 반응 76개의 표면요소로 분할하여 계산하였으며, 횡축은  $\sqrt{(L/g)}$ 로 그리고 종축은  $Mg/L$ 로 무차원화하였다. 여기서  $L$ 은 물체의 길이이다. 계산기 기억용량의 제한으로 인하여 선체표면의 분할이 충분히 이루어지지 못하였으며 또한  $K(t)$  곡선이 충분히 감소할 때까지도 계산하지 못하였다. Fig. 9는 역시 위의 곡선들로부터 계산한 부가질량 계수와 감쇠계수를 Inglis [11]의 결과와 비교한 것이다. 횡축은  $\sqrt{(g/L)}$ 로 그리고 종축은 각각  $M$ 과  $M\sqrt{(g/L)}$ 으로 무차원화 하였다.

Fig. 10과 11~13은  $L/B=8$ 인 spheroid가  $Fn=0.25$

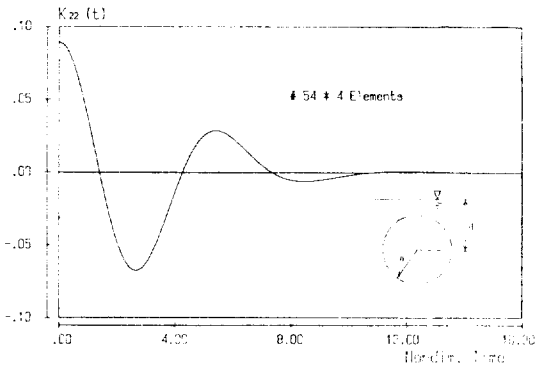


Fig. 6 Nondim. memory function of submerged sphere [ $d/a=1.25$ ] for sway

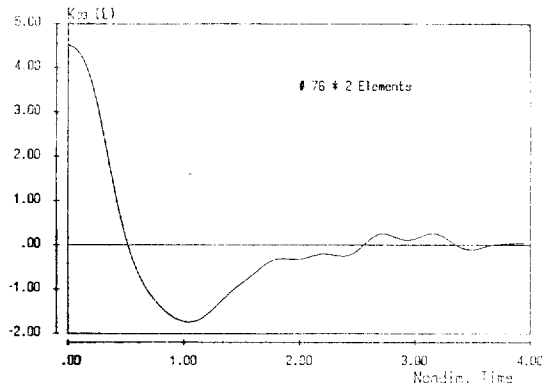


Fig. 8 Nondim. memory function of floaton Series-60 [ $Cb=0.7$ ] for heave

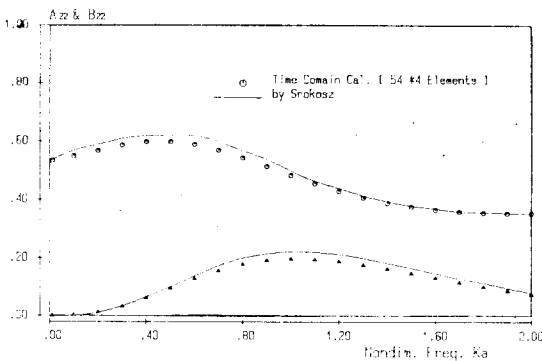


Fig. 7 Nondim. added mass & damping coeff. of submerged sphere [ $d/a=1.25$ ] for sway

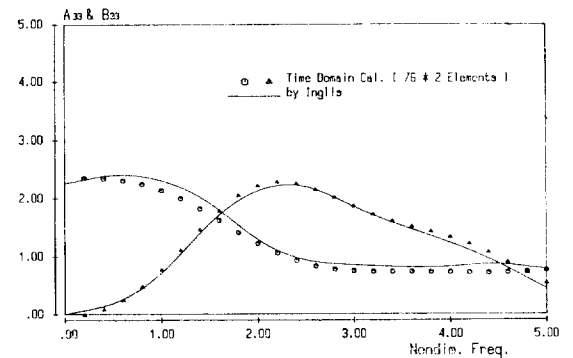


Fig. 9 Nondim. added mass & damping coeff. of floating Series-60 [ $Cb=0.7$ ] for heave

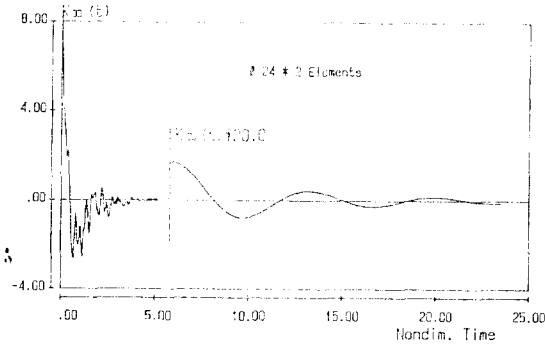


Fig. 10 Nondim. memory function of running spheroid  $[L/B=8]$  for heave at  $Fn=0.25$

로 양의  $x$ 축 방향으로 전진하고 있을 때의 충격응답 함수  $K(t)$ 와 이 때의 부가질량계수 및 감쇠계수를 도식한 것이다. 이 경우는 물체 표면의 만을 24개의 표면요소로 분할하였으며,  $K(t)$ 곡선의 경우, 횡축은  $\sqrt{L/g}$ 로 무차원화한 시간축이며  $K(t)$ 는  $Mg/L$ 로 무차원화 하였다. Fig. 10에서  $t^*=5.87$  이후는 종축을 20배로 확대하여 도식한 것이며, 이에 대한 설명은 후에 주어져 있다. 이 그림에서 보면 전진속도가 없는 경우에 비하여 곡선들의 진동현상이 전체적으로 심하게 나타났으며, 이는 물체표면을 좀 더 세분하여 계산 하던 개선될 수 있으리라 생각된다. 또한 Fig. 11 및 12의 횡축은  $\sqrt{g/L}$ 로 무차원화된 무차원 주파수  $\omega^*$ 이며, 부가질량과 감쇠계수는 각각  $\rho(L/2)^3$ ,  $\rho(L/2)^3 \cdot \sqrt{g/L}$ 과  $\rho(L/2)^4$ ,  $\rho(L/2)^4 \cdot \sqrt{g/L}$ 으로 무차원화 하였다.

전진속도가 있는 경우의 강제동요 문제는 몇가지 특징을 가지고 있다. 첫째는, 전진속도  $U_0$ 와 강제동요의 주파수  $\omega$ 의 조합인  $\omega U_0/g=1/4$ 인 경우를 기준으로 물

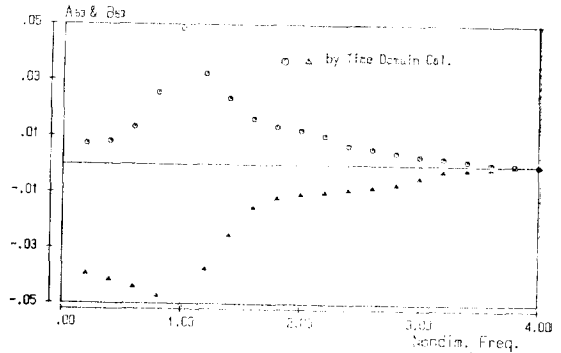


Fig. 12 Nondim. added mass & damping coeff. of running spheroid  $[L/B=8]$  for pitch-heave at  $Fn=0.25$

체로부터 퍼져나가는 파형의 형태가 달라 진다는 것이다. 즉  $\omega U_0/g < 1/4$ 인 경우에는 물체의 앞쪽으로 퍼져나가는 파가 존재하는 반면,  $\omega U_0/g > 1/4$ 인 경우에는 이러한 파가 존재하지 않음을 잘 알려진 사실이다. 또한 주파수 영역에서의 계수들 중  $B_{33}$ ,  $B_{35}$ ,  $A_{52}$ ,  $A_{35}$ ,  $B_{53}$ ,  $B_{55}$  등은  $\omega = g/(4U_0)$  ( $\omega^*=1.0$ )인 점에서 특이점을 가지는데, 시간영역의 해인  $K(t)$ 곡선에서도 이러한 특성이 나타나게 된다. 즉 이러한 주파수 성분을 가진 힘이  $K(t)$ 곡선에 나타나게 되며, 이 곡선이 시간이 지나도 0으로 감소하지 않고 진동하는 현상을 보이게 된다. 하지만 이는 실제 물리적인 현상이며, 앞서 전진 속도가 없는 경우의 그것과는 성질이 다르다.  $\omega^*=1.0$ 인 경우 이 성분과의 무차원 주기  $T^* \approx 6.28$ 이고, 이는 Fig. 10에서  $t^*=5.87$  이후에 보이는 긴 파장의 진동주기와 대체로 일치함을 볼 수 있으며, 시간영역해에 이러한 현상이 나타나는 이유를 다음처럼 간단히 살펴볼 수 있다.

전진하는 물체에 어떤 방향으로 충격력이 작용하게 되면, 이론적으로 모든 주파수의 파가 발생하며, 이들은 모두 물체로부터 밖으로 퍼져 나간다. 물체에서 멀리 떨어진 곳에서 보게 되면, 이러한 파들은 동심원을 형성하면서 물체로부터 퍼져나가는 듯이 보이게 된다. Stoker[15]에 의하면,  $t=0$ 인 순간에 어느 점에 가해진 단위 세기의 충격력으로 인한 동심원과의 파고의 점근형태는 다음처럼 주어진다.

$$\eta(R, t) \sim \frac{gt^3}{8\sqrt{2\pi}Rt} \sin \frac{gt^2}{4R}$$

여기서  $R$ 은 충격력이 작용한 점으로부터의 거리를 나타내며, 또한 물체는 일정속도  $U_0$ 로 움직이므로, 충분한 시간이 경과한 후, 물체가 위치한 곳에서의 파고는, 위 식에  $R=U_0t$ 를 대입하면

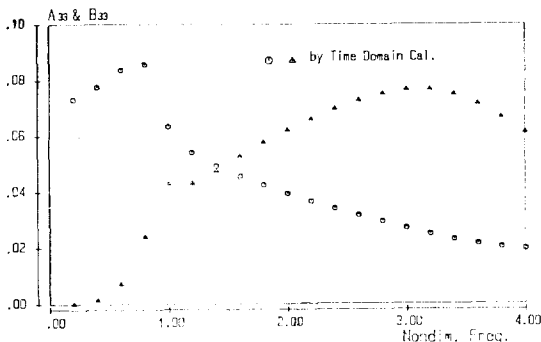


Fig. 11 Nondim. added mass & damping coeff. of running spheroid  $[L/B=8]$  for heave at  $Fn=0.25$

$$\eta(R, t) \sim \frac{g}{8\sqrt{2}\pi\rho U_0^2 t} \sin \frac{g}{4U_0} t$$

즉 충격력에 의하여 발생한 파중에서,  $\omega=g(4U_0)$ 인 파는 물체와 동일한 속도로 움직이면서 물체에 힘을 미치고 있음을 알 수 있다.  $\bar{x}_k(P, t)$ 에 대한 경계치 및 초기치 문제에서 보듯이, 초기의 충격력에 의한 유체의 교란이 다시 물체에 작용하는 힘  $K(t)$ 임을 고려 하던, 시간이 경과함에 따라, 위의 식으로 주어지는 파고가 시간에 반비례하여 감소한다 할지라도,  $\omega=g/(4U_0)$ 인 힘의 성분이  $K(t)$ 곡선에도 나타나게 되는 것이다. 또한 이러한 성분은 전후동요와 상하동요 및 종동요 그리고 그들의 연성운동에만 영향을 미치게 됨을 짐작할 수 있다. 본 논문의 계산 결과에서도 시간 영역의 곡선  $K(t)$ 에 이러한 현상이 보이고 있으며, 단지 물체 표면을 충분히 분할 하지 못하였던 관계로, 그 Fourier 변환인 주파수 영역의 계수들에서는 이러한 특성이 뚜렷이 보이지 않고 있다.

두번째로, Timmen & Newman[16]은, 전진속도가 있는 경우, 전후 좌우 대칭인 물체의 연성감쇠계수  $B_{ij}(i \neq j)$ 는  $B_{ji}$ 와 그 크기가 같고 부호는 반대임을 밝힌 바 있다. 본 계산결과에서도 Fig. 12, 13에서 보여진  $B_{35}$ 와  $B_{53}$ 는 부가질량 계수들과 함께 이러한 조건을 거의 만족시킴을 볼 수 있다.

세번째로, 종동요와 선수동요의 부가관성 모멘트들의 계수들이  $\omega=0$ 에서 특이점을 가진 듯이 보이지만, 이러한 현상은 식 (38)에 등적 복원력 계수  $c_{ij}$ 가 포함 되어 있기 때문이다. 앞에서 언급하였듯이  $\{m_k\} = (0, 0, 0, U_0 n_3, -U_0, n_2)$ 로 가정하였고 등복원력 계수는 식 (32)에서 보는 것처럼  $m_k$ 에 관련되어 있으므로, 이러한 가정하에서는 종동요와 선수동요의 부가관성 모멘트의 계수들만 이러한 현상을 보이게 된다. 실

제로 식 (32)에 의하여  $c_{jk}$ 를 계산하여보면  $c_{55}$ 와  $c_{66}$ 의 값이 상수로서 존재하며, 이들의 부호가 돌인 관계로 결과적으로  $\omega=0$ 근처에서  $A_{55}$ 의 값이 급격히 증가하는

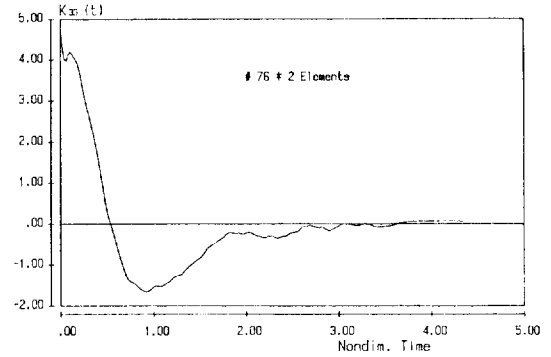


Fig. 14 Nondim. memory function of running Series-60 [Cb=0.7] for heave at  $Fn=0.2$

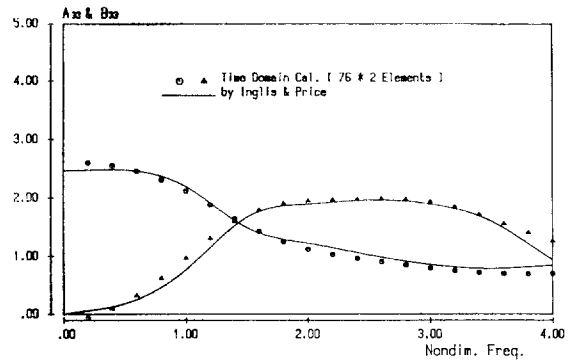


Fig. 15 Nondim. added mass & damping coeff. of running Series-60 [Cb=0.7] for heave at  $Fn=0.2$

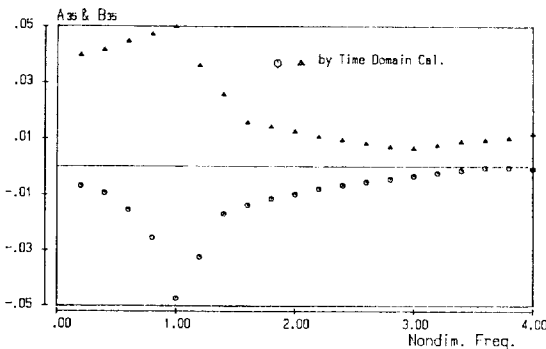


Fig. 13 Nondim. added mass & damping coeff. of running spheroid [L/B=8] for heave-pitch at  $Fn=0.25$

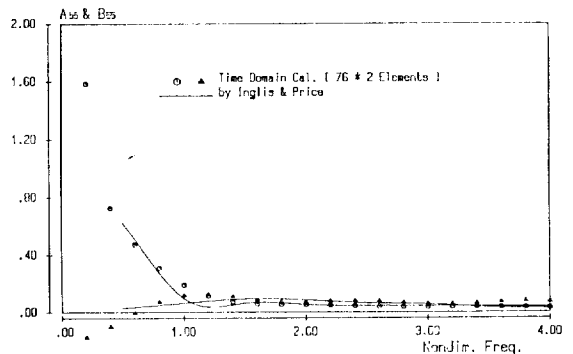


Fig. 16 Nondim. added mass & damping coeff. of running Series-60 [Cb=0.7] for pitch at  $Fn=0.2$



듯이 보이는 원인이 되고 있다. 만일 이러한 동복원력 항을 식 (38)에 포함시키지 않는다면  $A_{55}$ 는  $\omega=0$ 에서도 어떤 유한한 값을 갖게 된다.

Fig. 14는  $F_n=0.2$ 로 진진하는 Series-60선형의 총적 응답함수를 도시한 것이다. 역시 선체 표면의 반을 76개로 분할하여 계산하였다. 무차원화는 진진속도가 없는 경우와 동일하다. 이 경우 앞의 Fig. 10에서 보이는 긴 파장의 파성분이 뚜렷이 보이지 않고 있는데, 이러한 오류는 물체표면과 시간 간격을 충분히 분할하지 못하였기 때문이다. Fig. 15와 16은 이로부터 계산한 부가질량계수와 감쇠계수를 도시한 것이다.

#### 4. 결 론

이상을 통하여 다음과 같은 결론들을 얻을 수 있었다.

(1) 기존의 주파수 영역 해법으로 구해진 부가질량계수, 유체동력학적 감쇠 계수 및 파강제력계수 등은 시간 영역 해석법으로도 그 결과를 얻을 수 있다. 하지만 동일한 결과를 얻기 위하여 소요되는 계산시간이나 필요한 기억용량 등이 주파수 영역에서의 계산과정보다 월등히 많으므로, 이러한 주파수 영역에서의 계수들을 구하기 위한 목적으로는 주파수 영역의 해석방법을 택하는 것이 좋다고 생각된다.

(2) 시간 영역의 해석 방법은, 주파수 영역에서는 해석이 어려운 경우, 즉 물체의 진진속도가 일정하지 않거나 물체의 궤적이 직선이 아닌 경우로의 확장이 가능하다.

(3) 진진속도가 없는 경우의 impulse 반응력과 파강제력의 핵함수는 시간에 증가하여도 0으로 감소하지 않고 0주위에서 작은 진폭으로 진동하는 현상을 보이는데, 이는 주파수 영역에서의 특이파수 현상이 시간영역해에 반영된 결과이며, Green함수를 이용한 적분방정식 기법으로 물체 표면에서의 포텐셜을 구할 때 나타나는 수학적 문제로 생각된다.

(4) 진진속도가 없는 경우, 위와 같은 사실을 확인하기 위하여 물수체에 대한 impulse 반응력을 계산한 결과 위와 같은 진동현상이 보이지 않았다.

(5) 진진속도가 있는 경우에도 위와 같은 현상이 나타나지만, 그 외에 실제 물리적인 현상으로서,  $\omega=g/(4U_0)$ 인 성분으로 진동하는 파성분이 있음이 확인되었으며, 종래의 주파수 영역에서의 계산 결과에서 보이는,  $U_0/g=0.25$ 에서의 일부 동유체력계수들의 불연속성이 나타나는 원인을 파악할 수 있었다.

(6) 역시 진진속도가 있는 경우, 동적 복원력형의 존재와 이것이 주파수 영역에서 계산된 부가질량계수에 미치는 영향이  $\omega=0$ 와 이 근치에서 이들 계수들의 특이현상을 초래함을 확인하였다.

(7) 시간 영역 해석법에 의한 실제 수치계산에 있어서, 계산시간이 가장 많이 소요되는 부분은 Green함수의 계산이고 가장 많은 기억용량을 필요로 하는 부분은 convolution 적분이므로, 이의 계산시간을 단축하도록 하는 노력이 필요하다. 또한 전체 계산의 안정성은 시간간격보다는 물체표면요소의 분할 개수에 더욱 민감하므로, 계산기의 기억용량의 제한으로 인하여 물체 표면과 시간간격을 충분히 분할하기 어려운 때에는 물체표면의 분할에 기억용량을 할애하는 것이 보다 유리하다.

#### 참 고 문 헌

- [1] Cummins, W.E., "The impulse response function and ship motions", Schiffstechnik, Bd. 9, Heft 47, 1962.
- [2] Ogilvie, T.F., "Recent progress toward the understanding and prediction of ship motions", 5th ONR, 1964.
- [3] Liapis, S. and Beck, R.F., "Seakeeping computations using time-domain analysis", Proc. of 4th Int. Conf. on Numerical Ship Hydrodynamics, Sep. 1985.
- [4] Newman, J.N., "Transient axisymmetric motion of a floating cylinder", JFM, Vol. 1985.
- [5] Wehausen, J.V. and Laitone, E.V., "Surface Waves", Encyclopedia of Physics, Vol. 9, 1960.
- [6] Hess, J.L. and Smith, A.M.O., "Calculation of nonlifting potential flow about arbitrary three dimensional bodies", JSR, Vol. 8, No. 2, 1964.
- [7] Ursell, F., "The decay of the free motion of floating body," JFM, Vol. 19, 1964.
- [8] Maskell, S.J. and Ursell, F., "The transient motion of a floating body", JFM, Vol. 44, Part 2, 1970.
- [9] Hulme, A., "The wave forces acting on a floating hemisphere undergoing forced periodic oscillations", JFM, Vol. 121, 1982.
- [10] Srokosz, M.A., "The submerged sphere as an absorber of wave power", JFM, Vol. 95, 1979.

- [11] Inglis, R.B., "A three-dimensional analysis of the motion of a rigid ship in waves", Ph. D. Thesis, Dep. of Mech. Eng. University College, London, 1981.
- [12] Inglis, R.B. and Price, W.G., "The influence of speed dependent boundary conditions in three dimensional ship motion problems", *ISP*, Vol. 28, No. 318, Feb. 1981.
- [13] Ogilvie, T.F. and Tuck, E.O., "A rational strip theory of ship motions: Part 1", Dep. of Naval Arch. and Marine Eng., Univ. of Michigan, Report No. 13, 1969.
- [14] Adachi, H. and Ohmatsu, S., "On the influence of irregular frequencies in the integral equation solutions of the time-dependent free surface problems", *JSNAJ*, Vol. 146, 1979.
- [15] Stoker, J.J., "Water Waves", Interscience Publishers, Inc., New York, 1957.
- [16] Timman, R. and Newman, J.N., "The coupled damping coefficients of a symmetric ships", *JSR*, Vol. 5, No. 4, 1962.