
 論 文

大韓造船學會論文集
 제 29卷 第 3號 1992年 8月
 Transactions of the Society of
 Naval Architects of Korea
 Vol.29, No. 3, August 1992

고차 스펙트럴법에 의한 2차원 수치 파수조 개발에 관한 연구

김용직*, 황종홀**

A Study on the Development of 2-Dimensional Numerical Wave Tank
 by the High-Order Spectral Method

by

Y.J.Kim* and J.H.Hwang**

요 약

본 연구에서는 Dommermuth and Yue(1987)의 고차 스펙트럴법에 새로이 물체 포텐셜을 도입하여 물체와 자유표면과의 비선형 상호작용 문제를 다룰 수 있는 새로운 수치해법을 개발하였다. 또한, 이를 이용한 2차원 수치 파수조(numerical wave tank)에서 잠수 주상체의 조파저항문제와 규칙파군을 얻기 위한 조파 및 소파문제를 적용예로 다루었다. 계산예들을 통하여 초기의 물체운동이 급격히 시작되면 상당한 과도파를 유발하여 유용한 결과를 얻는데 실제적인 장애가 됨을 보였고, 초기의 점진적인 구동에 의해 이를 억제할 수 있음을 보였다. 본 수치해법은 자유표면의 분할요소수를 N 이라 할때 계산량이 $N \log N$ 에 비례하여 증가하는 매우 효율적인 수치해법이며, 앞으로 그 활용이 기대된다.

Abstract

By introducing a body potential, the high-order spectral method of Dommermuth and Yue (1987) is extended to treat the nonlinear interactions between the free surface and the submerged cylinder. A 2-dimensional numerical wave tank is developed based on this numerical scheme, and applied to the wave resistance problem and the wave maker problem. In the simulations, it is shown that the transient waves due to the impulsive start of the body motion make a practical obstacle to the acquisition of useful data from the numerical experiments. Gradual starting procedures are devised, and successful result of the quasi-steady state or the uniform regular wave group was obtained. Within the author's present knowledge, the present numerical scheme is one of the most efficient numerical schemes which can treat the nonlinear interactions between the free surface and the body motion in time-domain.

접수일자 : 1992년 1월 22일, 재접수일자 : 1992년 6월 1일

* 정회원, 부산수산대학교 선박공학과

** 정회원, 서울대학교 조선해양공학과

1. 서 론

자유표면과 물체와의 비선형 상호작용문제를 다루는 시간영역 수치해법으로는 경계요소법(Boundary Element Method), 유한차분법(Finite Difference Method), 유한요소법(Finite Element Method)등이 주로 사용되어 왔다. 이 방법들 중에서는 경계요소법이 가장 효율적이라 할 수 있으며 근래 이에 의한 많은 연구들 [1, 2, 3, 4]이 이루어졌다. 이 밖에 Chapman[5]과 Kim and Hwang[6]은 선형 자유표면 조건을 사용한 물체와 자유표면과의 상호작용문제를 스펙트럴법으로 다룬 바 있고, Dommermuth and Yue[7]는 물체의 운동을 포함하지 않는 비선형 자유표면문제에 적용할 수 있는 고차 스펙트럴법(High-Order Spectral Method)를 개발한 바 있다.

본 연구에서는 Dommermuth and Yue[7]의 고차 스펙트럴법에 새로이 물체 포텐셜을 도입하여 물체와 자유표면과의 비선형 상호작용 문제를 다룰 수 있는 새로운 수치해법을 개발하였다. 또한 이를 이용한 2차원 수치 파수조(numerical wave tank)에서 잠수주상체의 조파저항문제와 규칙파군을 얻기 위한 조파 및 소파문제를 적용예로 다루었다. 이 수치해법은 자유표면의 분할요소수를 N이라 할 때 계산량이 NlogN에 비례하여 증가하므로 특히 요소수가 큰 경우, 기존의 가장 효율적인 수치해법이라 할 수 있는 경계요소법보다도 월등히 효율적이며, 앞으로 그 활용이 기대된다.

2. 해석방법

2.1 시간영역 경계치 문제

무한 깊이의 유체중에서 임의의 형상을 가진 2차원 주상체가 초기 정지상태로부터 주어진 운동을 하는 문제를 다룬다. 유체는 비점성, 비압축성이고 유체의 운동은 비회전성이라고 가정하며 표면장력은 무시한다. 좌표계는 x축을 정수면에 두고 y축은 상방향으로 한다.

위의 가정에 의해 속도 포텐셜 $\Phi(x, y, t)$ 를 도입하면 유체의 연속 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} = 0, \text{ 유체영역에서, } t \geq 0 \quad (1)$$

자유표면 $y = \eta(x, t)$ 에서의 속도 포텐셜 값을 다음과 같은 표면 포텐셜(surface potential) $\phi^s(x, t)$ 로 나

타내기로 하고,

$$\phi^s(x, t) = \Phi(x, \eta(x, t), t) \quad (2)$$

이를 이용하여, 각 순간의 자유표면상에서 만족되어야 하는 운동학적 경계조건과 동력학적 경계조건을 나타내면 각각 다음과 같다[7].

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \phi^s}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} - \left[1 + \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} \right)^2 \right] \frac{\partial \Phi}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial \phi^s}{\partial t} + g\eta + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \phi^s}{\partial x} \right)^2 - \frac{1}{2} \left[1 + \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} \right)^2 \right] \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)^2 &= 0, \\ y = \eta(x, t), t &\geq 0 \end{aligned} \quad (3)$$

여기에서 g는 중력 가속도이다.

각 순간의 물체표면에서 만족되어야 하는 물체 표면 경계조건은

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = \underline{V}(t) \cdot \underline{n}, \text{ 물체표면에서, } t \geq 0 \quad (4)$$

이며, 여기에서 \underline{n} 은 물체 밖으로 향한 단위 법선 벡터이고 $\underline{V}(t)$ 는 물체의 속도 벡터이다.

물체로부터 충분히 떨어진 곳에서의 무한원방 경계조건은 다음과 같고,

$$\left. \begin{aligned} \nabla \Phi &\rightarrow 0 \\ \Phi &< \infty \end{aligned} \right\} R \rightarrow \infty, [R = (x^2 + y^2)^{1/2}] \quad (5)$$

물체의 운동이 항상 정지상태로부터 출발한다고 가정하며, 정수면에서의 초기조건은 다음과 같다.

$$\Phi = \frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0, \quad y = 0, t = 0 \quad (6)$$

2.2 경계치 문제의 해법

시간의 진행에 따른 수면변위 η 와 표면 포텐셜 ϕ^s 는 자유표면 경계조건 식(3)을 시간에 따라 적분하여 얻을 수 있으므로, 각 순간에서의 공간상의 경계치 문제는 $y = \eta(x, t)$ 에서 Dirichlet 경계조건으로서 ϕ^s 가 주어졌을 때 식(1)의 Laplace 방정식과 식(4), 식(5)의 경계조건을 만족하는 속도 포텐셜 $\Phi(x, y, t)$ 를 구하는 문제가 된다.

속도 포텐셜 Φ 를 다음과 같이 M항까지의 급수로

나타내고,

$$\Phi(x, y, t) = \sum_{m=1}^M \phi^{(m)}(x, y, t) \quad (7)$$

여기에서, 파 기울기 정도의 작은양을 ϵ 이라 할 때 $\phi^{(m)}$ 은 $O(\epsilon^m)$ 이라 가정한다. 속도 포텐셜 $\phi^{(m)}$ 의 $y=0$ 에 대한 Taylor 급수로 표면 포텐셜 ϕ^s 를 나타내면 다음과 같고,

$$\begin{aligned} \phi^s(x, t) &= \Phi(x, \eta, t) \\ &= \sum_{m=1}^M \sum_{k=0}^{M-m} \frac{\eta^k}{k!} \left[\frac{\partial^k}{\partial y^k} \phi^{(m)} \right]_{y=0} \end{aligned} \quad (8)$$

식(8)을 차수별로 정리하면, 다음과 같은 $\phi^{(m)}$ 에 대한 $y=0$ 에서의 경계조건을 얻는다.

$$\begin{aligned} \phi^{(m)}(x, 0, t) &= \begin{cases} \phi^s(x, t) & , m=1 \\ -\sum_{k=1}^{m-1} \frac{\eta^k}{k!} \left[\frac{\partial^k}{\partial y^k} \phi^{(m-k)} \right]_{y=0} & , M \geq m \geq 2 \end{cases} \end{aligned} \quad (9)$$

임의의 물체운동을 포함하는 해를 구하기 위해 $\phi^{(m)}$ 을 다음과 같이 파 포텐셜(wave potential) $\phi_w^{(m)}$ 과 물체 포텐셜(body potential) $\phi_b^{(m)}$ 의 합으로 나타내고,

$$\phi^{(m)} = \phi_w^{(m)} + \phi_b^{(m)} \quad (10)$$

$\phi_b^{(m)}$ 은 식(1)의 Laplace 방정식과 식(5)의 무한원방 경계조건외에 다음의 경계조건들을 만족하는 포텐셜로 한다.

$$\begin{aligned} \phi_b^{(m)} &= 0, \quad y = 0 \quad (11) \\ \nabla \phi_b^{(m)} \cdot \underline{n} &= \begin{cases} \underline{V}(t) \cdot \underline{n} - \nabla \phi_w^{(m)} \cdot \underline{n}, & m = 1 \\ -\nabla \phi_w^{(m)} \cdot \underline{n}, & M \geq m \geq 2, \end{cases} \\ &\text{물체표면에서} \end{aligned} \quad (12)$$

$\phi_b^{(m)}$ 은 $y=0$ 에서 식(11)을 만족하므로, $\phi^{(m)}$ 이 식(9)의 경계조건을 만족하기 위해서는 $\phi_w^{(m)}$ 은 $y=0$ 에서 다음의 경계조건을 만족하여야 하며,

$$\begin{aligned} \phi_w^{(m)}(x, 0, t) &= \begin{cases} \phi^s(x, t) & , m=1 \\ -\sum_{k=1}^{m-1} \frac{\eta^k}{k!} \left[\frac{\partial^k}{\partial y^k} (\phi_w^{(m-k)} + \phi_b^{(m-k)}) \right]_{y=0}, & M \geq m \geq 2 \end{cases} \end{aligned} \quad (13)$$

이외에 식(1)의 Laplace 방정식과 식(5)의 경계조건을 만족하여야 한다.

각각의 경계치 문제의 해 $\phi_w^{(m)}$ 과 $\phi_b^{(m)}$ 의 합으로 얻어지는 속도 포텐셜 Φ 는 식(8)의 급수가 유효한 범위 내에서 자유표면에 주어진 Dirichlet 경계조건과 식(1), 식(4), 식(5)로 이루어진 각 순간의 경계치 문제의 해가 된다.

$\phi_w^{(m)}$ 과 $\phi_b^{(m)}$ 에 대한 경계치 문제들은 각각 스펙트럴법 [7]과 특이점 분포법[8]에 의해 해를 구할 수 있으며, 식(13)의 우변이 ϕ^s 와 $(m-1)$ 차까지의 해만을 포함하므로 각 순간에서 η 와 ϕ^s 가 주어지면 $\phi_w^{(m)}$ 과 $\phi_b^{(m)}$ 은 m 의 오름차순으로 순차적으로 구해 갈 수 있다.

식 (3)의 $\partial \Phi / \partial y|_{y=\eta}$ 는 이들 해로부터 다음과 같이 계산된다.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial y} \Big|_{y=\eta} = \sum_{m=1}^M \sum_{k=0}^{M-m} \frac{\eta^k}{k!} \left[\frac{\partial^{k+1}}{\partial y^{k+1}} (\phi_w^{(m)} + \phi_b^{(m)}) \right]_{y=0} \quad (14)$$

2.3 수치 계산

물체 포텐셜 $\phi_b^{(m)}$ 의 수치 계산은 특이점 분포법[8]을 이용한다. $\phi_b^{(m)}$ 을 다음과 같이 물체표면과 그 이미지에 단순 소오스를 분포시켜 나타내고,

$$\begin{aligned} \phi_b^{(m)}(x, y, t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{S_b}^{\sigma(m)} (x', y', t) \log \\ &\quad \left[\frac{(x-x')^2 + (y-y')^2}{(x-x')^2 + (y+y')^2} \right] ds(x', y'), \\ &\quad S_b : \text{물체표면} \end{aligned} \quad (15)$$

이를 식(12)의 물체표면 경계조건에 대해 변환하여 얻어지는 제 2종 Fredholm 적분방정식의 수치해를 구함으로써 해를 얻는다.

파 포텐셜 $\phi_w^{(m)}$ 의 수치해는 $\phi_w^{(m)}$ 을 다음과 같이 eigen 함수 전개식(복소 Fourier 급수)으로 표현하고,

$$\phi_w^{(m)}(x, y, t) = \sum_{n=-N/2}^{N/2} A_n^{(m)}(t) \Psi_n(x, y), \quad (16)$$

$$\Psi_n(x, y) = \exp(ik_n y + ik_n x)$$

식(13)의 Dirichlet 경계조건을 만족하도록 복소값 $A_n^{(m)}(t)$ 를 구하여 계산한다. 이를 위해 계산영역의 x 축을 N 개로 균등분할하고, 식(13)으로부터 주어지는 각 분할점(간격 Δx)에서의 $\phi_w^{(m)}$ 값을 잘 알려진 Fast-Fourier 변환법[9]을 써서 변환한다. 여기에서 $k_n = 2\pi n / N\Delta x$ 이다.

η 와 ϕ 의 시간에 따른 변화는 식(3)을 시간적분하여 계산하며, 시간적분법으로는 4차 Runge-Kutta 적분법을 사용하였고, 식(3)의 x 에 대한 미분들은 central difference방법에 따라 계산하였다.

본 스펙트럴법은 자유표면의 분할갯수가 N 일 때 그 산술 계산량이 $N \log N$ 에 비례하는 Fast-Fourier 방법을 사용하므로, N 이 클 때의 계산량은 거의 선형적으로 증가한다. 이러한 특성은 기존의 경계요소법이 적어도 N^2 이상의 비율로 계산량이 증가하는 것에 비해 탁월한 장점이라 할 수 있다.

3. 계산에 및 고찰

계산에로서 정지상태로부터 출발하여 균일속도로 수평이동하는 주상체에 의한 조파저항문제를 다루었고, 수치 파수조(numerical wave tank)의 조파기구로서 이용될 수 있는 원형 주상체의 원운동에 의한 조파문제와 가상감쇠에 의한 소파문제를 다루었다. 계산에에 사용된 수치구조의 길이는 물체 길이의 반(원형 주상체의 경우 반경)을 L 로 나타낼 때 약 150L이 되도록 하였다. 즉, 물체의 길이가 2m일 때 150m 길이의 수조에 해당한다.

조파저항문제에서 주상체의 형상은 단축과 장축의 비가 0.25인 타원단면을 택했으며, 물체표면 분할점의 좌표는 다음식에서 θ 를 24등분(원형 주상체의 경우도 동일한 분할)한 좌표로 하였다.

$$x = L \cos \theta, \quad y = 0.25L \sin \theta, \quad 0 \leq \theta \leq 2\pi \quad (17)$$

Fig.1에는 잠수깊이 h (정수면으로부터 주상체 중심까지의 거리)가 2.0L인 타원 주상체가 초기순간($t=0$)으로부터 x 축의 음의 방향으로 균일속도 U ($F_n = U / \sqrt{gL}$)로 전진하는 경우의 동유체력의 시간

에 따른 변화가 보여지고 있다. 여기에서 물체의 균속전진에도 불구하고 동유체력의 과도한 진동현상을 볼 수 있는데, 이는 Fig.3의 발생과 모양에서 보여지고 있는 과도파(transient wave)에 기인하며, 이 초기의 급격한 출발때문에 발생한 과도파에 의한 진동의 주기는 Kim & Hwang[6]에 의한 근사식 $8\pi U/g$ 에 의한 진동주기와 대체로 잘 일치하고 있다. 모든 파형의 그림에서 ↓기호는 물체중심의 각 순간위치 또는 동요의 평균위치를 표시한다. 이러한 과도파는 통상 주요 관심사인 균일속도에 대응하는 조파저항값등을 시간영역해법으로 구하는데 있어 큰 난점이라 할 수 있다. 이 과도파는 다음과 같은 점진적인 가속에 의해 충분히 억제할 수 있다.

$$U_{inst}(t) = \begin{cases} -U^* 0.5[1 - \cos(\pi t / T_{acc})], & 0 < t < T_{acc} \\ -U & , T_{acc} \leq t \end{cases} \quad (18)$$

Fig.2와 Fig.4에는 가속시간 T_{acc} 가 $200\Delta t$ 인 경우의 동유체력과 발생파가 각각 보여지고 있다. 급격한 출발시와 비교하여 용이하게 정상상태에 도달함을 볼 수 있다.

Fig.5와 Fig.6에는 비선형효과가 보다 큰 잠수깊이 h 가 1.7L인 경우의 발생파와 동유체력이 각각 보여지고 있다. 가속스텝수($T_{acc} / \Delta t$) 200동안 점진적인 가속 후 350 스텝까지 계산하였으며, 이때 몇 스텝에서의 물체주위 파형의 비교가 Fig. 7에 보여지고 있다. 파형과 동유체력에서 비교적 충분한 수렴성을 보이고 있어 준 정상상태에 도달하였다고 할 수 있다.

Fig.8에는 본 방법에 의한 준 정상상태에서의 파형이 Ogiwara[10]의 실험 계측값 및 Bai & Kim[11]의 계산결과와 비교되어 있다. Bai & Kim의 계산은 국소 유한요소법에 의한 비선형 계산결과이며 본 계산결과와 파고등에 있어 비교적 잘 일치하고 있다. Ogiwara의 실험계측은 회류수조에서 길이(2L)가 20cm인 모형에 대해 계측한 것으로 파장은 계산결과들과 비교적 잘 일치하나 파고는 계산결과들보다 작은 값을 보여주고 있다. 이는 계산에서 고려되지 않는 점성등의 영향에도 일부 원인이 있을 것으로 생각된다. 계산된 파형에서 파정이 높고 파저가 평평한 비선형효과가 잘 나타나고 있다.

급속전개의 차수 M 을 3, 4, 5가지로 한 각 계산에서의 파형들이 Fig.9에 비교되어 보여지고 있다. 3차 이상에서 차수에 따른 두드러진 차이는 보여지지 않고 있으며, 단지 차수가 작을 때 다소 파정이 낮아지

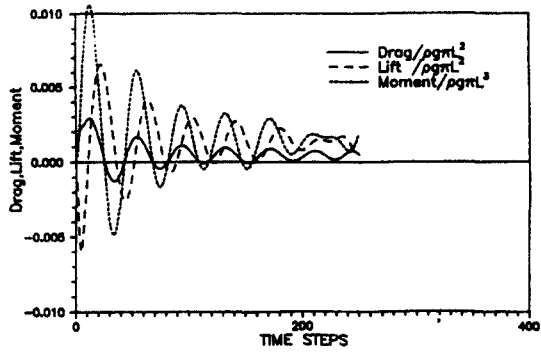


Fig.1 Time history of hydrodynamic forces and moment acting on the uniformly translating cylinder-impulsive start
 ($F_n=0.70711$, $h/L=2.0$, $M=5$, $N=1024$, $\Delta x/L=0.15$, $\Delta t/\sqrt{L/g}=0.46973$, $T_{acc}/\Delta t=0$)

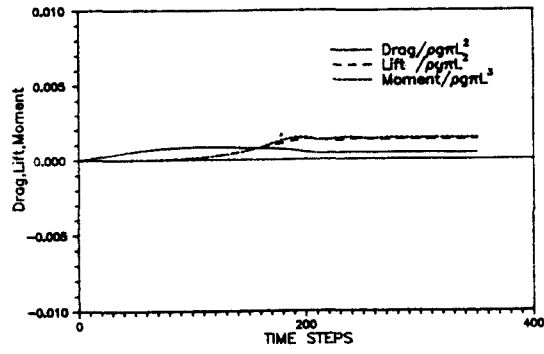


Fig.2 Time history of hydrodynamic forces and moment acting on the uniformly translating cylinder-smooth start
 ($F_n=0.70711$, $h/L=2.0$, $M=5$, $N=1024$, $\Delta x/L=0.15$, $\Delta t/\sqrt{L/g}=0.46973$, $T_{acc}/\Delta t=200$)

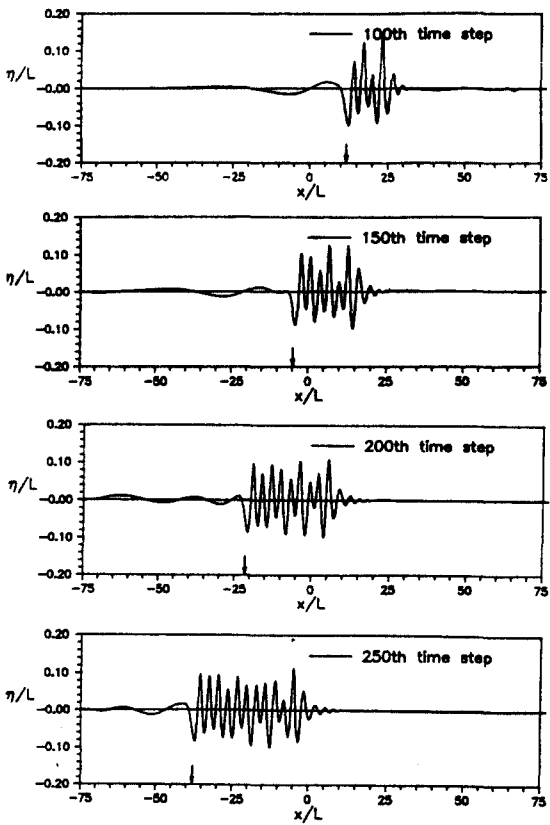


Fig.3 Free surface profiles generated by the uniformly translating cylinder-impulsive start
 ($F_n=0.70711$, $h/L=2.0$, $M=5$, $N=1024$, $\Delta x/L=0.15$, $\Delta t/\sqrt{L/g}=0.46973$, $T_{acc}/\Delta t=0$)

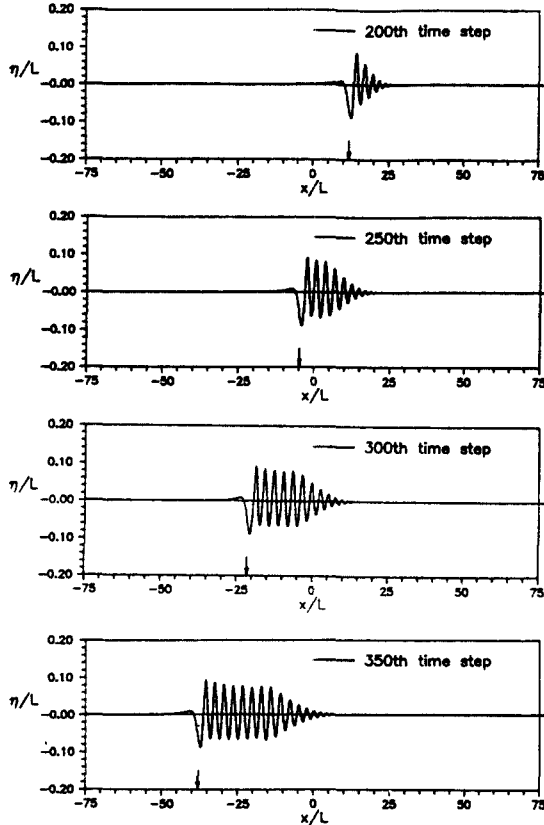


Fig.4 Free surface profiles generated by the uniformly translating cylinder-smooth start
 ($F_n=0.70711$, $h/L=2.0$, $M=5$, $N=1024$, $\Delta x/L=0.15$, $\Delta t/\sqrt{L/g}=0.46973$, $T_{acc}/\Delta t=200$)

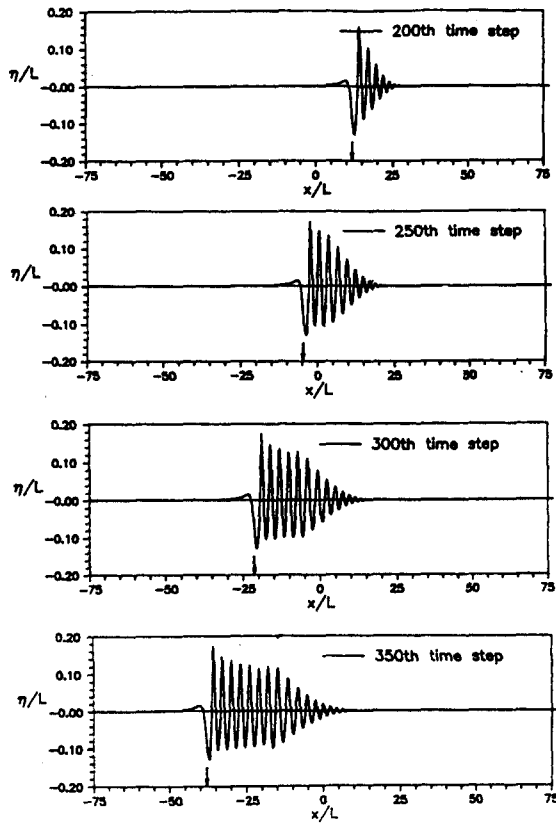


Fig.5 Free surface profiles generated by the uniformly translating cylinder-smooth start ($F_n=0.70711$, $h/L=1.7$, $M=5$, $N=1024$, $\Delta x/L=0.15$, $\Delta t/\sqrt{L/g}=0.46973$, $T_{acc}/\Delta t=200$)

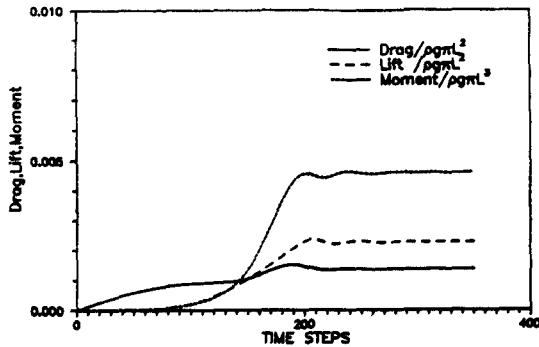


Fig.6 Time history of hydrodynamic forces and moment acting on the uniformly translating cylinder-smooth start ($F_n=0.70711$, $h/L=1.7$, $M=5$, $N=1024$, $\Delta x/L=0.15$, $\Delta t/\sqrt{L/g}=0.46973$, $T_{acc}/\Delta t=200$)

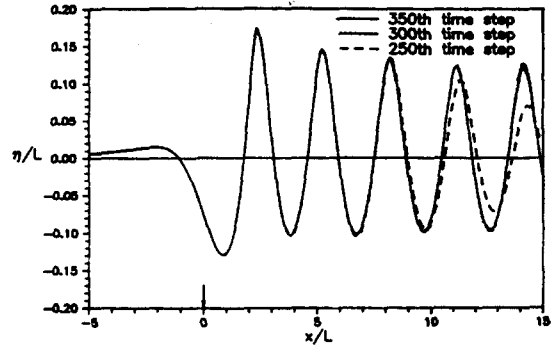


Fig. 7 Free surface profiles at the 3 time steps-uniformly translating cylinder, smooth start ($F_n=0.70711$, $h/L=1.7$, $M=5$, $N=1024$, $\Delta x/L=0.15$, $\Delta t/\sqrt{L/g}=0.46973$, $T_{acc}/\Delta t=200$)

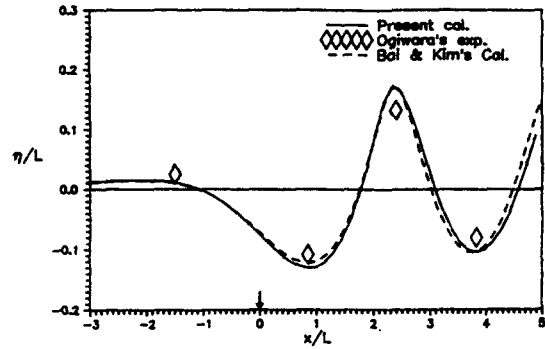


Fig.8 Comparison of free surface profile with other's results-uniformly translating cylinder ($F_n=0.70711$, $h/L=1.7$)

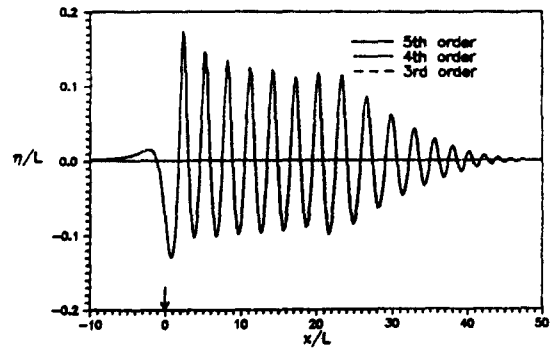


Fig.9 Free surface profiles according to the calculation orders-uniformly translating cylinder ($F_n=0.70711$, $h/L=1.7$)

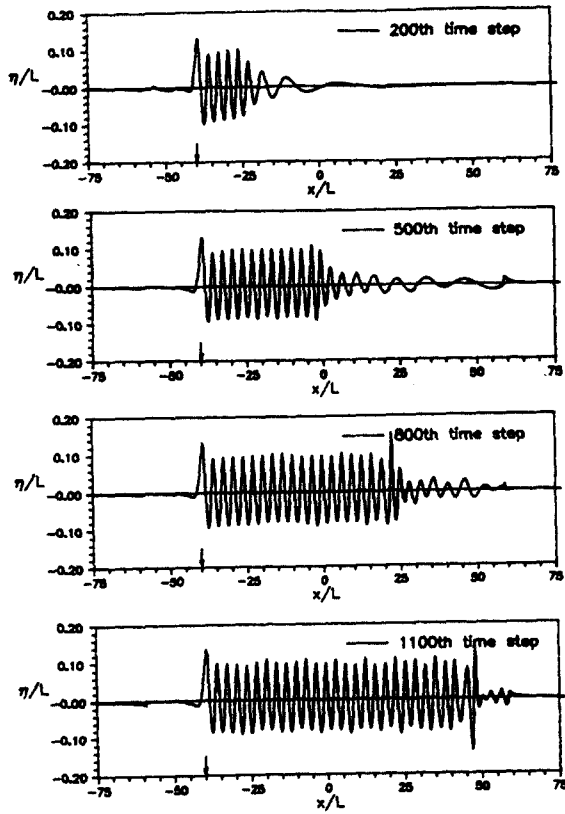


Fig.10 Free surface profiles generated by the circular cylinder, as an wave maker, oscillating with a circular orbit-impulsive start ($\omega^2 L/g=2.0$, $A/L=0.12$, $h/L=2.0$, $M=5$, $N=1024$, $\Delta x/L=0.15$, $\Delta t/T_w=1/20$, $T_{acc}/\Delta t=0$)

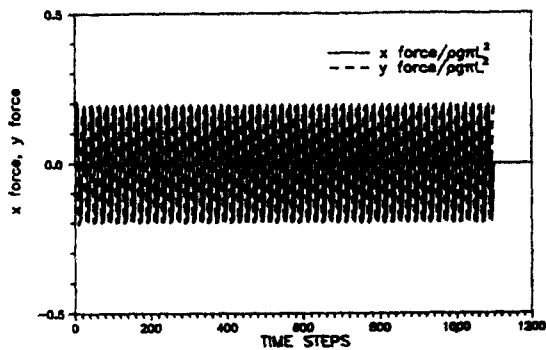


Fig.12 Time history of hydrodynamic forces acting on the circular cylinder oscillating with a circular orbit-impulsive start ($\omega^2 L/g=2.0$, $A/L=0.12$, $h/L=2.0$, $M=5$, $N=1024$, $\Delta x/L=0.15$, $\Delta t/T_w=1/20$, $T_{acc}/\Delta t=0$)

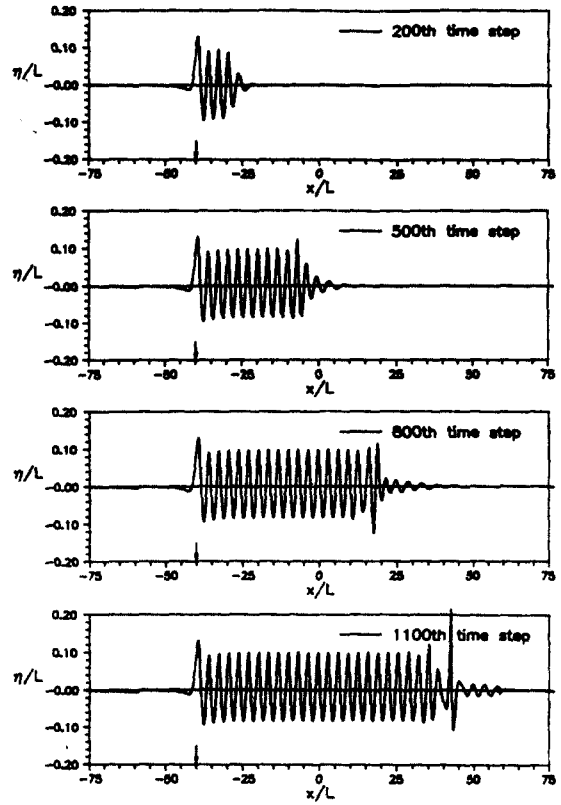


Fig.11 Free surface profiles generated by the circular cylinder, as an wave maker, oscillating with a circular orbit-smooth start ($\omega^2 L/g=2.0$, $A/L=0.12$, $h/L=2.0$, $M=5$, $N=1024$, $\Delta x/L=0.15$, $\Delta t/T_w=1/20$, $T_{acc}/\Delta t=100$)

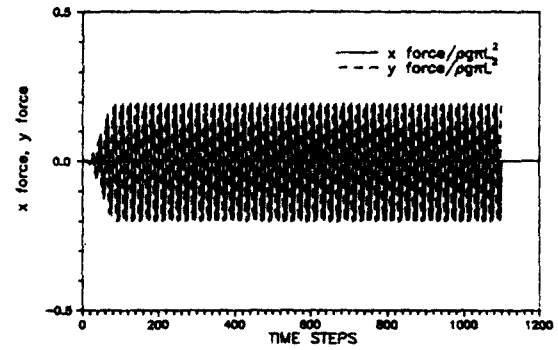


Fig.13 Time history of hydrodynamic forces acting on the circular cylinder oscillating with a circular orbit-smooth start ($\omega^2 L/g=2.0$, $A/L=0.12$, $h/L=2.0$, $M=5$, $N=1024$, $\Delta x/L=0.15$, $\Delta t/T_w=1/20$, $T_{acc}/\Delta t=100$)

는 경향을 볼 수 있었다.

조파기구로서 원형 주상체의 다음과 같은 원운동 방식을 사용하면 거의 한쪽방향으로만 파를 발생시켜 [12] 조파기 뒤의 소파가 용이하게 되므로 큰 이점이 있다.

$$\begin{aligned} X_{dis}(t) &= A \sin \omega t \\ Y_{dis}(t) &= A \cos \omega t \end{aligned} \quad (19)$$

본 연구에서는 1차적으로 이를 이용한 수치수조의 조파문제를 다루었다. 이 경우에도 조파기의 초기 작동이 급격히 시작되면 과도파로 인하여 균일한 파군을 얻기가 매우 어려운데 Fig.10에 그 계산예가 보여지고 있다. 1100스텝까지 진행된 계산에서 실제 규칙파군이 형성되어야 할 부분에 과도파로 인한 불균일성이 보여지고 있다. 따라서 다음과 같이 점진적으로 진폭을 증가시켜 일정진폭 A에 이르게 하는 초기작동방식을 적용하였고,

$$A_{inst}(t) = \begin{cases} A/T_{acc} * [t - T_{acc}/2\pi * \sin(2\pi * t / T_{acc})], & 0 < t < T_{acc} \\ A, & T_{acc} \leq t \end{cases} \quad (20)$$

가속시간 T_{acc} 를 파주기 T_w 의 5배로 한 경우의 계산예가 Fig.11에 보여지고 있다. 1100스텝의 파형에서 x/L 이 대략 -25에서 25인 범위에 균일한 파군이 얻어짐을 볼 수 있다. 이 규칙파군의 왼쪽은 국소파(local wave) 등에 의해, 그리고 오른쪽은 파 선단(wave front)에서의 계속적인 변형전개에 의해 오손되어 있다. Fig. 10과 Fig.11의 계산에서 수치수조 양단의 일부구간 $|x| > x_1$ 범위에는 다음과 같이 식(3)의 동력학적 경계조건에 가상감쇠 $\mu\phi^s$ 를 도입한 소파기구를 적용시켰다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi^s}{\partial t} + g\eta + \mu\phi^s + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \phi^s}{\partial x} \right)^2 - \frac{1}{2} \\ \left[1 + \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} \right)^2 \right] \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 = 0, \\ |x| > x_1, y = \eta(x, t), t \geq 0 \end{aligned} \quad (21)$$

감쇠계수 μ 는 비감쇠 영역과의 점진적인 천이를 위해 다음과 같이 x 의 함수로 주었고,

$$\mu(x) = \begin{cases} 0, & |x| \leq x_1 \\ \mu_{max} * [1 - \cos(\pi/2 * (|x| - x_1) / (x_2 - x_1))], & x_1 < |x| < x_2 \\ \mu_{max}, & x_2 \leq |x| \end{cases} \quad (22)$$

계산예에서 x_1/L 은 58.8, x_2/L 은 70.8로 주었고, μ_{max} 는 임계감쇠 2ω 로 주었으며 충분한 감쇠작용을 볼 수 있었다.

Fig.12와 Fig.13에는 Fig.10과 Fig.11의 경우들에 상응하는 조파기인 원형주상체에 작용하는 동유체력의 변화가 보여지고 있고, 초기작동방식의 차에 따른 초기 유체력의 차이를 볼 수 있다.

본 계산예들에서 Δx 는 대략 발생파 한 파장에 20개 정도의 분할요소가 놓이도록 하였고, Δt 는 선형 표면파문제에서의 Runge-Kutta 4차 적분법의 안정성 조건인 $\Delta t^2 \leq 8\Delta x / g\pi$ 에 다소 여유를 갖도록 정하였다. 수록된 계산예들에서 수치적 불안정성은 나타난 바 없고, 별도의 순정(smoothing) 기법도 적용되지 않았다. 보여진 계산결과들은 주로 5차항까지의 계산결과들이나 대체로 3차항 정도의 계산으로도 좋은 계산결과를 얻을 수 있다고 생각된다. $N=1024, M=5$ 일 때 한 스텝의 계산에 MIPS M/120 computer (13MIPS)로 약 36초 정도 소요되며, $N=512, M=5$ 일 때 약 17초, $N=1024, M=3$ 일 때 약 18초가 소요되었다.

4. 결 론

본 연구에서는 Dommermuth and Yue[7]의 고차 스펙트럴법에 새로이 물체 포텐셜을 도입하여, 물체의 임의 강제운동에 의한 비선형 자유표면 유동을 다룰 수 있는 새로운 수치해법이 개발되었다. 이 방법은 자유표면 분할 갯수가 클 때 계산량이 거의 선형적으로 증가하므로, 기존의 경계요소법[1, 2, 3, 4]이 적어도 2승 이상의 비로 계산량이 증가하는 것과 비교할 때 매우 효율적인 수치해법이라 할 수 있다.

계산예로서는 수치수조에서의 타원 주상체의 균일 속도 전진에 의한 조파저항 문제와 원운동하는 원형 주상체를 이용한 한 방향만으로는 조파기구, 가상감쇠를 이용한 파수조 양단에서의 감쇠기구가 다루어졌다. 모든 시간영역해법에서 특히 2차원 문제에서는 초기 과도파에 의한 영향을 배제하기 위해 초기 작동

상태가 점진적으로 시작되도록 유의하여야 함을 보였고, 계산예들을 통하여 본 수치해법의 신뢰성, 안정성 그리고 차수에 따른 수렴성등이 검토되었다. 본 수치해법은 특별한 자유표면 순정(smoothing)과정 없이도 안정된 계산결과를 얻을 수 있음을 알 수 있었고, 대략 3차항까지의 계산으로도 좋은 계산결과를 얻을 수 있음을 알 수 있었다. 앞으로 본 수치해법에 의해 개발된 2차원 수치 파수조는 유한과고를 갖는 파군의 비선형 변형전개문제, 잠수 주상체와 표면파의 비선형 상호작용문제등의 연구에 그 활용이 기대된다.

후 기

본 연구는 한국과학재단의 연구비 지원(KOSEF 87-0207-03, 911-0916-011-2)으로 수행되었으며, 동 재단에 감사의 뜻을 표합니다.

참 고 문 헌

- [1] Faltinsen, O.M., "Numerical Solution of Transient Nonlinear Free-Surface Motion Outside or Inside Moving Bodies", *Proc. 2nd Intl. Conf. on Num. Ship Hydrodyn.*, 1977.
- [2] Vinje, T. and Brevig, P., "Nonlinear Ship Motion", *Proc. 3rd Intl. Conf. on Num. Ship Hydrodyn.*, 1981.
- [3] Lin, W.M., Newman, J.N. and Yue, D.K., "Nonlinear Forced Motions of Floating Bodies", *Proc. 15th Symp. on Naval Hydrodyn.*, 1984.
- [4] Hwang, J.H., Kim, Y.J. and Kim, S.Y., "Nonlinear Hydrodynamic Forces due to Two-Dimensional Forced Oscillation", *Proc. IUTAM Sym. on Nonlinear Water Waves*, 1987.
- [5] Chapman, R.B., "Large-Amplitude Transient Motion of Two-Dimensional Floating Bodies", *J. of Ship Res.*, Vol.23, No. 1, 1979.
- [6] Kim, Y.J. and Hwang, J.H., "Two-Dimensional Transient Motions with Large Amplitude by Time-Domain Method", *Proc. 16th Symp. on Naval Hydrodyn.*, 1986.
- [7] Dommermuth, D.G. and Yue, D.K., "A High-Order Spectral Method for the Study of Nonlinear Gravity Waves", *J. of Fluid Mech.*, Vol.184, 1987.
- [8] Frank, W., "Oscillation of Cylinders in or below the Free Surface of Deep Fluids", NSRDC Rep. 2375, 1967.
- [9] Brigham, E.O., *The Fast Fourier Transform*, Prentice-Hall, Inc., 1974.
- [10] Ogiwara, S., "A Numerical Method of Nonlinear Solution for Steady Waves Induced by Two-Dimensional Submerged Bodies", *J. of Soc. Naval Arch. of Japan*, Vol. 156, 1984.
- [11] Bai, K.J. and Kim, J.W., private communication, Seoul National University, 1990.
- [12] Ogilvie, T. F., "First and Second-Order Forces on a Cylinder Submerged Under a Free Surface", *J. of Fluid Mech.*, Vol.16, 1963.