

# 3차원 VOF법에 의한 연직 주상구조물에 작용하는 파력과 구조물에 의한 파랑변형 해석

이광호\* · 이상기\*\* · 신동훈\*\* · 김창훈\*\* · 김도삼\*\*\*

\*일본나고야대학교 대학원 공학연구과

\*\*한국해양대학교 대학원 토목환경공학과

\*\*\*한국해양대학교 건설환경공학부

## Wave Forces Acting on Vertical Cylinder and Their Wave Transformations by 3-Dimensional VOF Method

KWANG-HO LEE\*, SANG-KI LEE\*\*, DONG-HOON SIN\*\*, CHANG-HOON KIM\*\* AND DO-SAM KIM\*\*\*

\*Department of Civil Engineering, Nagoya University, Nagoya, Japan

\*\*Department of Civil and Environmental Engineering, Graduate School, Korea Maritime University, Busan, Korea

\*\*\*Division of Civil and Environmental Engineering, Korea Maritime University, Busan, Korea

**KEY WORDS:** Vertical cylinder 연직 주상구조물, 3-Dimensional VOF(Volume of Fluid) method 3차원 VOF법, Navier-Stokes equation Navier-Stokes 방정식, Wave forces 파력, Wave transformations 파랑변형

**ABSTRACT:** As the economy grows and the population increases, we need to develop our coastal area and make use of it for various purposes. Specifically, investigation of the wave interactions on and around the vertical cylinders is very important in the design of the offshore or coastal structures. The nonlinear potential analysis developed so far, although very useful, has been found to be limited in application, as strong nonlinear waves generated by the interference between multilayered cylinders and wave impact forces by breaking waves can hardly be estimated. In this study, using a 3-Dimensional volume tracking method VOF(Volume of Fluid), based on Navier-Stokes equations, was developed to simulate highly nonlinear effects, such as breaking waves at the interface or complicated interference waves among structures. A numerical method for nonlinear interaction wave and vertical cylinders is newly proposed. The wave forces and wave transformations computed by the newly proposed numerical simulation method were compared to the other researcher's experimental results, and the results agree well. Based on the validation of this study, this numerical method is applied to the two vertical cylinders to discuss their nonlinear wave forces and wave transformations, according to the variations of separate distance of vertical cylinders.

### 1. 서 론

해안공간의 이용·개발을 목적으로 방파제와 안벽을 위시한 이안제, 돌제 등과 같은 여러 형태의 해안 및 항만구조물이 연안역에 건설되어 왔고, 특히 최근에는 연안역의 다목적 이용과 개발에 따라 해상교량의 주탑, 원유저장탱크, 원자력발전소의 취수탑 및 해중전망대 등과 같은 대형주상구조물이 많이 설치되고 있는 추세이다. 이러한 대형주상구조물의 설계에 있어서 구조물에 작용하는 파력과 구조물에 의한 파랑변형의 정확한 예측은 구조물의 안정성확보와 해역환경변화의 예측에 중요한 문제이다.

구조물의 직경( $D$ )과 입사파장( $L$ )의 비가  $D/L > 0.2$ 의 영역에 속하는 구조물은 대형구조물로,  $D/L \leq 0.2$ 의 영역에 속하는 구조물은 소형구조물로 각각 구분되며, 소형구조물의 경우

구조물로 인해 유의한 파랑의 변형이 발생하지 않으므로 구조물의 내파안정성에 대해서만 검토되며, 작용파력의 해석법으로 Morison공식(Morison et al., 1950)이 주로 이용된다. 반면에 대형구조물에 작용하는 파력과 파랑변형의 계산은 항력이 지배적인 소형구조물과의 계산과는 달리 관성력이 탁월하기 때문에 (Patel, 1989) 구조물에 의한 회절파랑의 영향은 반드시 고려되어야 하며, 특히 이러한 회절파랑에 의한 주변파동장의 변화 및 작용파력을 정도 높게 예측하는 것이 매우 중요하다.

일반적으로 대형구조물과 파랑과의 상호간섭은 회절파의 선형해석 및 비선형해석으로 주로 연구·검토되어 왔다. 선형회절파이론에 기초한 것으로 MacCamy and Fuchs(1954)에 의해 유도된 해석해가 있고, 수치해석법으로 특이점분포법(John, 1950; Issacson, 1978), 고유함수전개법(김도삼 등, 2001) 및 유한요소법(Zienkiewicz et al., 1977) 등에 의한 연구를 들 수 있다. 그러나, 파형경사  $H/L$  ( $H$ 는 입사파고)가 크고 입사파의 유한진폭성을 무시할 수 없는 경우에는 파의 비선형성을 고려한 비선형 회절파이론이 필요하게 되며, 또한 구조물에 의한 반사파의 영향이

교신저자 김도삼: 부산광역시 영도구 동삼동 1번지

051-410-4463 kimds@hhu.ac.kr

큰 경우나 상대수심  $h/L$  ( $h$ 는 수심)가 작은 경우에는 회절에 미치는 파랑의 비선형성의 영향은 무시될 수 없다(Goda, 1983).

비선형회절파이론은 크게 약비선형의 포텐셜모델과 강비선형의 포텐셜모델로 구분되며, 약비선형의 포텐셜모델은 파형경사를 파라미터로 한 섭동전개법에 기초하고 있으며, 섭동전개파라미터 3차까지 고려된 해석이 있다.

약비선형의 포텐셜모델에 의한 파력의 연구는 2차의 속도포텐셜을 직접 유도하지 않고, 1차의 속도포텐셜과 2배주파수성분에 대한 동차의 수면경계조건으로부터 얻어지는 방사포텐셜을 이용하여 Haskind의 상반원리에 의해 2차의 파력을 산정하는 Molin(1979), Kioka and Ishida(1984), Eatock(1989) 등을 위시한 많은 연구자들에 의해 수행되었다. 그러나, 이들의 방법은 기본적으로 2차 포텐셜을 산정하고 있지 않기 때문에 파력을 산정할 수 있지만 구조물 주변의 비선형파랑변형이나 파랑의 처오름높이를 검토할 수 없는 단점이 있다. 2차의 회절산란포텐셜을 유도하고 있는 연구로서 Green함수에 기초한 Kim and Yue(1989), Kribel(1990), Chau and Eatock(1992), Sanada(1998) 등의 연구들을 수 있으나, 임의형상의 복수 연직 주상구조물에는 적용될 수 없는 단점이 지적되어 왔다. 한편, 김도삼과 신동훈(1999)은 Hankel함수를 Green함수로 사용하는 경계적분법과 섭동전개법을 병용하는 수법을 확장·적용하여 임의형상의 복수 연직 주상구조물에 의한 비선형파랑변형과 비선형파력특성을 검토하였다. 그리고, 자유표면의 비선형경계를 엄밀하게 취급하는 강비선형의 포텐셜모델은 경계요소법에 근거한 계산법이 제안되고 있지만, 고립파 이외의 입사파에 대한 개경계처리에 문제점이 지적되고 있다(예로, Issacson, 1982).

이상에서 언급한 연구들은 대부분이 비쇄파의 약비선형파랑을 대상으로 연구되어 왔으며, 강비선형파랑과 구조물과의 비선형상호간섭에 따른 회절현상 및 파랑의 쇄파로 인한 구조물에 작용하는 파력을 직접적으로 산정하기에는 다소 무리가 있고, 적용대상구조물에도 한계가 있다.

최근, 강비선형의 파랑 및 쇄파로 인한 복잡한 자유수면의 거동특성까지도 고정도로 해석할 수 있는 Navier-Stokes방정식에 근거한 VOF법(Volume of Fluid; 이하 VOF법)을 활용한 연구가 해안·해양공학분야에서 증가되고 있는 추세이며, 3차원파동장에 설치된 구조물에 작용하는 파력의 해석에까지도 확장·적용되고 있다(Hur and Mizutani, 2003). 그러나, VOF법은 대부분이 2차원파동장을 대상으로 하며(예로, 김도삼과 이광호, 2002), 지배방정식으로 주어지는 Navier-Stokes방정식의 계산수법으로 SOLA(numerical SOLUTION Algorithm for transient fluid flow; Hirt and Nichols, 1981; Hur and Mizutani, 2003; Kawasaki, 1999)기법으로 알려져 있는 HSMAC(Highly Simplified MArker and Cell scheme)기법을 이용하고 있다. 한편, 이러한 수치기법을 3차원 파동장에 적용할 경우에는 방대한 컴퓨터 메모리 및 많은 계산시간이 요구된다.

따라서, 본 연구에서는 Navier-Stokes방정식의 계산방법으로 Two-step-projection기법(Chorin, 1968)을 이용하여 VOF법을 3차원파동장에 적용하여 해석한다. 그리고, 본 연구의 Two-step-projection기법을 기존 계산방법인 HSMAC기법과 비교하여 계

산방법의 효율성을 논의하며, 3차원파동장에 설치된 단수 연직 주상구조물을 대상으로 구조물에 작용하는 파력과 구조물 주변의 파랑변형특성을 실험치와 비교하여 본 연구의 타당성을 검토한다. 또한, 본 연구의 3차원 VOF법을 복수 연직 주상구조물에 적용하여, 구조물간의 배치간격에 따른 구조물 주변의 파랑변화 및 구조물에 작용하는 파력을 시간발전형으로 계산하여 그의 특성을 비교·고찰한다.

## 2. 해석이론

### 2.1 기초방정식

유체를 비압축성의 점성유체로 가정하면, 본 연구의 기초방정식은 조파소스를 포함하는 연속방정식 (1)과 Navier-Stokes운동방정식 (2), (3), (4), 그리고 자유수면을 모의하기 위한 VOF함수의 이류방정식 (5)로 구성된다.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = q^* \quad (1)$$

$$\frac{Du}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2 \left( \frac{\partial}{\partial x} (\nu D_{xx}) + \frac{\partial}{\partial y} (\nu D_{xy}) + \frac{\partial}{\partial z} (\nu D_{xz}) \right) \quad (2)$$

$$\frac{Dv}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{2\nu}{3} \frac{\partial q^*}{\partial y} + 2 \left( \frac{\partial}{\partial x} (\nu D_{yx}) + \frac{\partial}{\partial y} (\nu D_{yy}) + \frac{\partial}{\partial z} (\nu D_{yz}) \right) \quad (3)$$

$$\frac{Dw}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{2\nu}{3} \frac{\partial q^*}{\partial z} - g - \beta w + 2 \left( \frac{\partial}{\partial x} (\nu D_{zx}) + \frac{\partial}{\partial y} (\nu D_{zy}) + \frac{\partial}{\partial z} (\nu D_{zz}) \right) \quad (4)$$

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial(Fu)}{\partial x} + \frac{\partial(Fv)}{\partial y} + \frac{\partial(Fw)}{\partial z} = Fq^* \quad (5)$$

여기서,  $x, y, z$ 는 Cartesian 좌표계,  $q^* = q(y, z, t)/\Delta x_s$ 로 조파위치  $x = x_s$ 에서의 유량밀도이며,  $x \neq x_s$  위치에서는 0으로 주어진다. 그리고,  $\Delta x_s$ 는 조파위치에서  $x$ 축 방향의 격자폭이다.  $u, v, w$ 는  $x, y, z$ 방향의 속도성분,  $t$ 는 시간,  $p$ 는 압력,  $\rho$ 는 유체의 밀도,  $\nu$ 는 유체의 동점성계수,  $g$ 는 중력가속도,  $\beta$ 는 부가감쇠영역을 제외하고는 0으로 주어지는 파랑감쇠계수,  $D_{ij}$  ( $i, j = x, y, z$ )는 유체의 전단응력 Tensor,  $F$ 는  $0 \leq F \leq 1$ 의 값을 갖는 VOF함수로  $F = 1$ 일 경우는 유체셀,  $F = 0$ 일 경우는 기체셀로,  $0 < F < 1$ 일 경우는 표면셀로 각각 정의된다.

## 2.2 수치해석방법

본 연구에서는 연속방정식 (1)과 운동방정식 (2), (3), (4)를 엇갈린 격자(Staggered mesh)를 이용하여 유한차분법으로 차분근사하며, Two-step-projection기법으로 수치계산을 수행하였다.

Two-step-projection기법은 First step과 Second step으로 구성되며, HSMAC기법의 경우 자유표면에 대한 압력의 정의 위치가 실제의 자유표면위치와 다르기 때문에 자유표면에 인접한 유체셀로부터 선형근사하여 자유표면셀내의 압력을 산정하지만, 본 연구의 Two-step-projection기법은 이러한 자유표면부근에서의 복잡한 압력근사는 수행하지 않는다. 따라서, 방대한 컴퓨터 메모리 및 많은 계산시간이 요구되는 HSMAC기법의 단점을 보완할 수 있을 것으로 판단된다.

이하에 Two-step-projection기법 및 본 연구의 수치해석기법은 다음과 같다.

### 2.2.1 First step

First step은 식 (2)~식 (4)의 운동방정식에서 압력항을 제외한 나머지항을 전진차분으로 근사하며,  $n+1$ 시간에서 유속  $u^{n+1}$ ,  $v^{n+1}$ ,  $w^{n+1}$ 의 대신에 식 (6)~식 (8)로 주어지는 가유속(Temporary velocity)  $\tilde{u}^{n+1}$ ,  $\tilde{v}^{n+1}$ ,  $\tilde{w}^{n+1}$ 을 도입한다.

$$\begin{aligned} \frac{\tilde{u}^{n+1} - u^n}{\Delta t} = & \left[ - \left( u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right. \\ & + \left\{ 2 \left( \frac{\partial}{\partial x} (v D_{xx}) + \frac{\partial}{\partial y} (v D_{xy}) \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{\partial}{\partial z} (v D_{xz}) \right) \right\} \right]^n \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\tilde{v}^{n+1} - v^n}{\Delta t} = & \left[ - \left( u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right. \\ & + \left\{ 2 \left( \frac{\partial}{\partial x} (v D_{yx}) + \frac{\partial}{\partial y} (v D_{yy}) \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{\partial}{\partial z} (v D_{yz}) \right) \right\} - \frac{2v}{3} \frac{\partial q^*}{\partial y} \right]^n \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\tilde{w}^{n+1} - w^n}{\Delta t} = & \left[ - \left( u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right. \\ & + \left\{ 2 \left( \frac{\partial}{\partial x} (v D_{zx}) + \frac{\partial}{\partial y} (v D_{zy}) \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{\partial}{\partial z} (v D_{zz}) \right) \right\} - \frac{2v}{3} \frac{\partial q^*}{\partial z} - g - \beta w \right]^n \end{aligned} \quad (8)$$

여기서,  $n$ 은 시간스텝,  $\Delta t$ 는 시간스텝폭을 각각 나타내며, 식 (6)~식 (8)에서 미지수항인 가유속은 양해법으로 산정될 수 있다.

### 2.2.2 Second step

Second step에서는  $n+1$ 시간에서 산정된 First step에서의

가유속  $\tilde{u}^{n+1}$ ,  $\tilde{v}^{n+1}$ ,  $\tilde{w}^{n+1}$ 과 실유속  $u^{n+1}$ ,  $v^{n+1}$ ,  $w^{n+1}$ 과의 차이를 압력항의 미분치로 보정하며 다음의 식 (9)를 구성한다. 그리고, 식 (9)와 식 (10)을 결합하면 식 (11)로 주어지는 압력보정에 관한 Poisson방정식을 얻는다.

$$\begin{cases} \frac{u^{n+1} - \tilde{u}^{n+1}}{\Delta t} = \frac{1}{\rho^n} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial x} \\ \frac{v^{n+1} - \tilde{v}^{n+1}}{\Delta t} = \frac{1}{\rho^n} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial y} \\ \frac{w^{n+1} - \tilde{w}^{n+1}}{\Delta t} = \frac{1}{\rho^n} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial z} \end{cases} \quad (9)$$

$$\frac{\partial u^{n+1}}{\partial x} + \frac{\partial v^{n+1}}{\partial y} + \frac{\partial w^{n+1}}{\partial z} = q^* \quad (10)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{\rho^n} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{1}{\rho^n} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{\rho^n} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial z} \right) \\ & = \frac{1}{\Delta t} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} (\tilde{u}^{n+1}) + \frac{\partial}{\partial y} (\tilde{v}^{n+1}) + \frac{\partial}{\partial z} (\tilde{w}^{n+1}) - q^* \right\} \end{aligned} \quad (11)$$

### 2.2.3 Poisson방정식의 좌표변환

Two-step-projection의 Second step에서 얻어지는 Poisson방정식 (11)은  $n+1$ 시간에서의 압력  $p$ 을 포함하게 되며, 그 해법으로 매트릭스를 구성하게 된다. 일반적으로, 압력  $p$ 의 정의 위치는 계산셀의 중앙에 위치하게 되므로 압력항에 대한 Poisson방정식은 셀의 중앙에서 계산된다. 그러나, 이러한 일반적인 Poisson방정식의 해법은 유체셀과 기체셀에서 주어지는 압력을 선형보간하여 자유표면(표면셀)에서의 압력을 구하므로 압력산정에 대한 계산상의 오차를 포함하게 될 뿐만 아니라 압력근사의 수렴에 방대한 컴퓨터 메모리 및 많은 계산시간이 요구된다. 따라서, 본 연구에서는 식 (11)의 Poisson방정식을 푸는 단계에서만 좌표계 ( $\xi, \lambda, \zeta$ )로 변환하여 연립1차방정식을 구성한다. 또한, 표면셀에서의 압력은 계산영역 전체에 대하여 좌표변환된 Poisson방정식의 매트릭스 계산으로 직접 산정될 수 있다. 이때 계산영역은 격자폭  $\Delta \xi = \Delta \lambda = \Delta \zeta = 1$ 을 갖는 균일한 직사각형 격자이다. 일반적으로 유한차분법에서 좌표계 ( $\xi, \lambda, \zeta$ )의 사용은 복잡한 경계면을 갖는 계산영역에서 매우 효율적인 방법으로 알려져 있다(Fletcher, 1991).

식 (11)에서 좌변항에 포함된 미분항을 교차미분하면 식 (12)를 얻는다.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{\rho^n} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{1}{\rho^n} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{\rho^n} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial z} \right) \\ & = \frac{\partial \xi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial \xi} \left\{ \frac{1}{\rho^n} \left( \frac{\partial \xi}{\partial x} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial \xi} \right) \right\} \\ & \quad + \frac{\partial \lambda}{\partial y} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left\{ \frac{1}{\rho^n} \left( \frac{\partial \lambda}{\partial y} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial \lambda} \right) \right\} \\ & \quad + \frac{\partial \zeta}{\partial z} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left\{ \frac{1}{\rho^n} \left( \frac{\partial \zeta}{\partial z} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial \zeta} \right) \right\} \end{aligned} \quad (12)$$

그리고, Jacobian과 계산셀과의 관계를 식 (12)에 적용하면 식 (13)이 주어진다.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{\rho^n} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{1}{\rho^n} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{\rho^n} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial z} \right) \\ &= \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi} \left\{ \frac{1}{\rho^n} \delta \frac{\partial p^{n+1}}{\partial \xi} \right\} + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left\{ \frac{1}{\rho^n} \varepsilon \frac{\partial p^{n+1}}{\partial \lambda} \right\} \\ & \quad + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left\{ \frac{1}{\rho^n} \sigma \frac{\partial p^{n+1}}{\partial \zeta} \right\} \end{aligned} \quad (13)$$

여기서,  $J$ 는 Jacobian,  $\delta$ ,  $\varepsilon$ ,  $\sigma$ 는 형상계수이며, 다음의 식 (14)와 식 (15)로 각각 정의된다.

$$J = \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial y}{\partial \lambda} \frac{\partial z}{\partial \zeta} \quad (14)$$

$$\begin{cases} \delta = \frac{1}{J} \frac{\partial^2 y}{\partial \lambda^2} \frac{\partial^2 z}{\partial \zeta^2} \\ \varepsilon = \frac{1}{J} \frac{\partial^2 x}{\partial \xi^2} \frac{\partial^2 z}{\partial \zeta^2} \\ \sigma = \frac{1}{J} \frac{\partial^2 x}{\partial \xi^2} \frac{\partial^2 y}{\partial \lambda^2} \end{cases} \quad (15)$$

그리고, 식 (11)의 우변항은 소스항으로 식 (16)과 같이 표현된다.

$$S_p = \frac{V_c}{\Delta t} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} (\tilde{u}^{n+1}) + \frac{\partial}{\partial y} (\tilde{v}^{n+1}) + \frac{\partial}{\partial z} (\tilde{w}^{n+1}) - a^* \right\} \quad (16)$$

여기서,  $S_p$ 는 Poisson방정식의 소스항,  $V_c$ 는 셀의 체적이다.

따라서, 식 (13)과 식 (16)으로부터 식 (17)의 Poisson방정식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial \xi} \left\{ \frac{1}{\rho^n} \delta \frac{\partial p^{n+1}}{\partial \xi} \right\} + \\ & \frac{\partial}{\partial \lambda} \left\{ \frac{1}{\rho^n} \varepsilon \frac{\partial p^{n+1}}{\partial \lambda} \right\} + \frac{\partial}{\partial \zeta} \left\{ \frac{1}{\rho^n} \sigma \frac{\partial p^{n+1}}{\partial \zeta} \right\} = S_p \end{aligned} \quad (17)$$

본 연구에서는 식 (17)로 주어지는 Poisson방정식에 대해 연립1차방정식을 구성하고, 연립1차방정식의 해법으로 ICCG법 (Incomplete Cholesky Conjugate Gradient)을 적용하였다(Lee, 2006).

### 2.3 경계조건

자유수면에서 유속경계조건으로 셀내의 자유수면에 수평한 유속성분과 연직인 유속성분에 대한 경계조건을 별도로 적용한다. 즉, 수면에 수평한 유속은 유체가 존재하는 인접한 셀의 유속으로 주어지고, 연직인 유속은 표면셀에서의 연속방정식을 만족하는 값으로 주어진다. 자유수면에서의 압력은 식 (17)로부터 각 셀내에서 만족되는 값을 취하였다. 그리고, 파의 재반

사를 방지하기 위하여 부가감쇠영역을 계산영역의 양 끝단에 두고, Stokes저항법칙에 기초하여 계산셀의 크기를 변화시키면서 연직방향의 유속을 가상감쇠력에 의해 서서히 감쇠시켜 파랑을 흡수하는 Hinatsu(1992)의 개경계처리 기법(Sponge경계조건)을 적용하였다. 부가감쇠영역의 길이는 입사파 파장의 2배 이상으로 하였으며, 부가감쇠영역의 끝단 유속이나 VOF함수 등의 물리량의 수평변화는 없는 것으로 하였다. 또한, 구조물의 표면 및 해저에는 법선방향으로의 불투과조건을, 접선방향으로는 Slip조건을 적용하였고, 계산의 수렴판정기준은 Poisson방정식에서 계산한 값이 연속방정식을  $10^{-4}$ 범위로 전 계산영역에서 만족하는 것으로 하였다.

### 3. 수치해석기법의 효율성 검토

본 연구는 Two-step-projection기법과 좌표변환된 Poisson방정식을 이용하여 Navier-Stokes방정식을 계산하며, 이 때 계산상의 수렴횟수 및 컴퓨터의 계산시간을 HSMAC기법으로부터 얻어진 결과와 비교·검토한 것이 Fig. 1에 제시되어 있다.

Fig. 1로부터 알 수 있는 바와 같이 본 연구의 결과(Fig. 1(a))는 HSMAC기법(Fig. 1(b))의 결과보다 훨씬 빠르고 안정적이라는 것을 알 수 있고, 수렴횟수에  $10^1$ 오더를, 또한 계산시간에 있어서는 최대  $2.0 \times 10^2$ (min)을 나타내는 것을 알 수 있다.

따라서, Navier-Stokes방정식의 계산방법으로 본 연구에서 적용하는 수치해석기법은 기존의 HSMAC기법과 비교하여 매우 효율적인 방법인 것으로 판단된다.

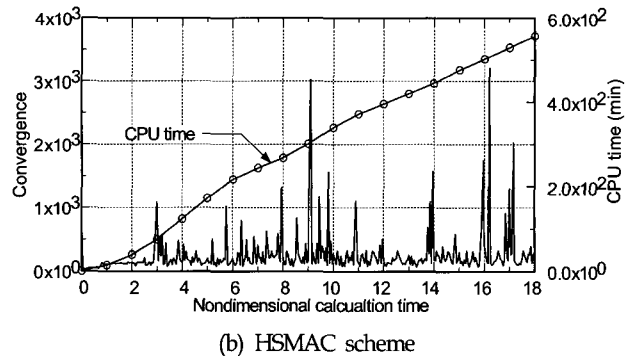
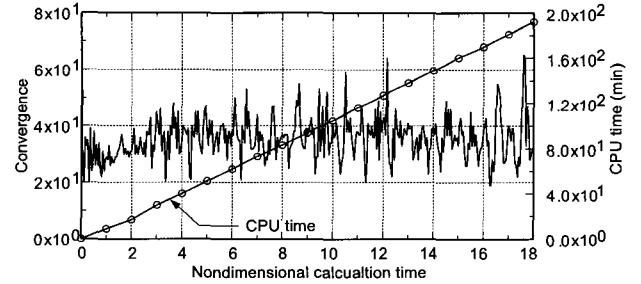


Fig. 1 Comparison of numerical scheme for computational run time and convergence( $H/L = 0.02$ ,  $h/L = 0.102$ )

### 4. 수치해석의 타당성 검토

#### 4.1 파랑변형 및 파력

3차원파동장에 설치된 연직 주상구조물과 파랑과의 비선형 간섭에 따른 연직 주상구조물 주변에서의 파랑변형에 대하여 입사파고  $H=3\text{cm}$ , 입사주기  $T=1.0\text{sec}$ 에 대한 Sanada(1998)의 결과와 비교하여 본 연구의 타당성을 검증한다.

Fig. 2는 비교에 사용된 3차원 수치파동수로 및 연직 주상구조물의 제원을 나타내며, 이 때 3차원 수치파동수로의 수심은  $h=45\text{cm}$ , 계산격자의 간격은  $dx=dy=3\text{cm}$ ,  $dz=2\text{cm}$ 로 하였다. 또한, 초기 계산의 시간스텝은  $dt=0.01$ 로 하고, 그 이후는 CFL(Courant-Fredrichs-Lewy)조건 및 Diffusion(Diffusive time limit condition)조건이 만족되도록 시간스텝간격을 매 시간스텝마다 자동 조정되도록 하였다. 여기서,  $x$ 축을 따른  $y=0$ ,  $y=25\text{cm}$ 의 위치 및 연직 주상구조물 주위에서 무차원최대수면상승고  $2\eta_{\text{max}}/H$ ( $\eta_{\text{max}}$ 는 최대수위값)의 공간분포 결과에 대하여 Sanada(1998)의 해석치 및 실험치와 비교한 본 계산결과를 Fig. 3 및 Fig. 4에 각각 제시한다. 연직 주상구조물 주위에서  $2\eta_{\text{max}}/H$ 의 측정위치는 Fig. 4에 나타내는 바와 같이 반시계방향을 기준으로 하였다. 그림으로부터 본 연구의 계산결과는 Sanada(1998)의 해석결과보다 실험치를 잘 재현하고 있으며, 그 정도는 매우 높은 것으로 판단된다.

다음으로 Fig. 5의 제원을 갖는 연직 주상구조물에 대하여 연직 주상구조물에 작용하는 파력특성을 Chakrabarti and Tam(1975)의 실험치 및 Kioka and Ishida(1984)의 해석결과와 비교·검토한 결과가 Fig. 6에 제시되어 있다. 계산격자간격 및 계산의 시간스텝은 Fig. 2에서 검토한 것과 동일하며, 이때 파력특성의 비교에 이용한 입사파 조건은  $H/a=0.232$ 이다. 전체적으로 본 연구의 계산결과는 Kioka and Ishida(1984)의 해석결과와 잘 일치하며, 특히  $ka < 1.4$ 의 범위에서 무차원최대파력  $F_{\text{max}}/\rho g a^2 (H/2)$ 은 Kioka and Ishida(1984)의 해석결과보다 더 높은 정도로 실험치를 재현하고 있는 것으로 판단된다. 이상의 3차원파동장에 설치된 연직 주상구조물과 파랑과의 비선형간섭에 따른 파랑변형 및 파력의 수치해석결과가 실험치를 잘 재현하고 있는 것으로 판단되므로 본 수치해석의 타당성이 검증된다.

### 5. 수치해석

본 연구에서는 수심 30cm의 3차원파동장에 설치된 Fig. 7의 제원을 갖는 복수 연직 주상구조물을 대상으로 격자간격을  $dx=dy=3\text{cm}$ ,  $dz=2\text{cm}$ 로, 초기 계산의 시간스텝은  $dt=0.01$ 로 각각 설정하여 수치해석을 수행하며, 구조물 주변의 비선형파랑변형 및 구조물에 작용하는 비선형파력의 특성을 구조물의 배치간격  $e/D$ ( $e$ 는 구조물의 이격거리,  $D$ 는 구조물의 직경으로  $D=2a$ )와 관련하여 검토한다. 또한, 본 수치해석

에서 입사파향각은  $\alpha=0^\circ$ 이며, 적용한 입사파 조건은 파고  $H=6\text{cm}$ , 주기  $T=1.0, 1.4\text{sec}$ 인 경우이다.

#### 5.1 파랑변형

Fig. 8은 Fig. 7에 나타내는 반경  $a$ 인 원형단면을 가진 2개의 복수 연직 주상구조물에 대해서 그 간격을 직경  $D$ 의 2배와 4배로 이격한 경우에 구조물 표면둘레에 따른 무차원최대

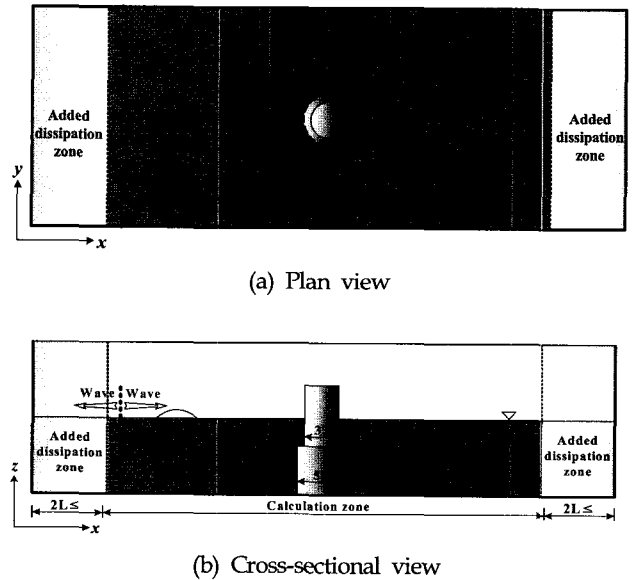


Fig. 2 Schematic sketch of 3D numerical wave tank for comparison of wave transformation

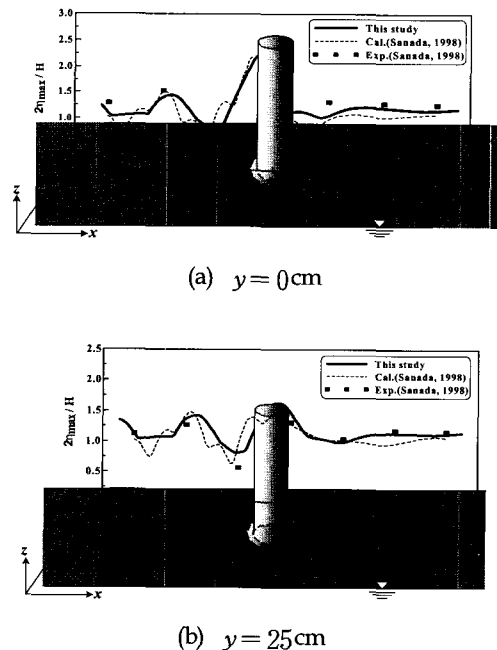


Fig. 3 Comparison of spatial distributions of non-dimensional maximum water level  $2\eta_{\text{max}}/H$  along  $x$ -axis

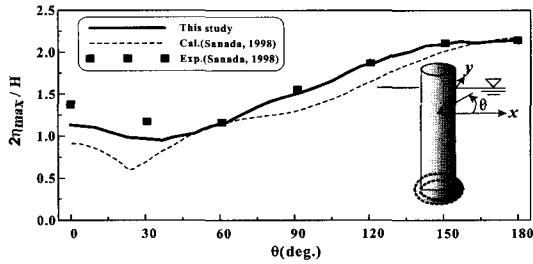


Fig. 4 Comparison of spatial distributions of non-dimensional maximum water level  $2\eta_{\max}/H$  around vertical cylinder

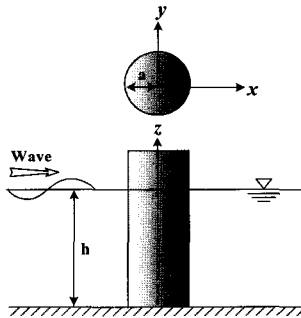


Fig. 5 Numerical setup for comparison of wave force acting on the vertical cylinder ( $h/a = 1.16$ ;  $a$  is radius of circular cylinder)

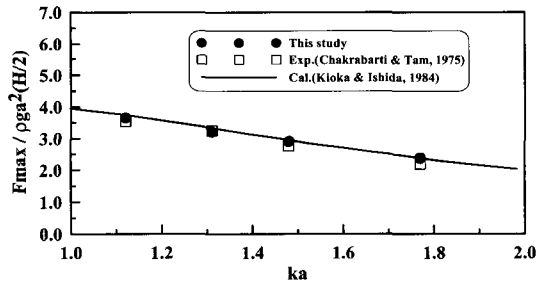


Fig. 6 Comparison of non-dimensional maximum wave forces  $F_{\max}/\rho g a^2(H/2)$  acting on the vertical cylinder

수면상승고  $2\eta_{\max}/H$ 의 변화를 나타낸 결과로, Fig. 8(a)는 입사주기  $T = 1.4 \text{ sec}$ , Fig. 8(b)는 입사주기  $T = 1.0 \text{ sec}$ 의 경우이다.

Fig. 8(a)를 살펴보면, 배치간격  $e/D$ 의 변화에 따른 구조물 1에서의 무차원최대수면상승고는 구조물의 배치간격이 상대적으로 좁은  $e/D = 2.0$ 의 경우가  $e/D = 4.0$ 의 경우에 비해  $\theta = 180^\circ$ 를 기준으로 수면상승고의 변화에 비대칭성이 크게 나타나며, 수면상승고의 최대치는 구조물이 마주보는 내측면의  $\theta \approx 290^\circ$ 부근에서 나타난다. 또한,  $\theta$ 의 변화에 따른 수면상승고의 변화양상은  $e/D = 2.0$ ,  $e/D = 4.0$ 인 경우 모두 파가

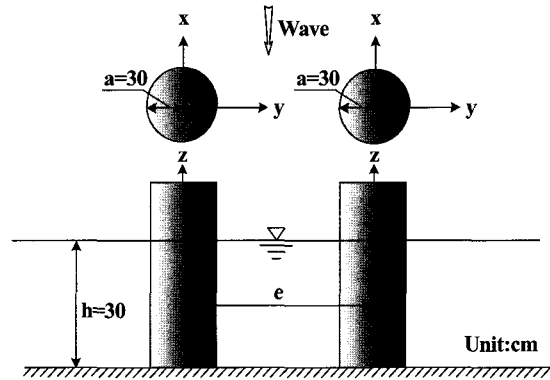


Fig. 7 Schematic sketch for calculation of two vertical cylinders

입사하는  $\theta = 0^\circ$ 에서 큰 수면상승고를 나타내고, 이후 파랑과 구조물간의 비선형간섭으로 감소와 증가를 반복하는 경향을 나타낸다. 특히,  $\theta \approx 180^\circ$ 부근에서의 수면상승고는 회절산란파의 중첩으로 다소 증가하는 것을 알 수 있다. 전체적으로  $\theta < 140^\circ$ 의 범위에서는 구조물의 배치간격이 상대적으로 넓은  $e/D = 4.0$ 의 경우가  $e/D = 2.0$ 의 경우에 비해 높은 수면상승고를,  $220^\circ < \theta < 320^\circ$ 의 범위에서는  $e/D = 2.0$ 의 경우가  $e/D = 4.0$ 의 경우에 비해 높은 수면상승고를 각각 나타내는 것을 알 수 있다. 이와 같은 결과는 구조물의 배치간격에 따라 다른 구조물에 미치는 회절산란파의 영향이 상이하기 때문인 것으로 판단된다.

Fig. 8(b)는 Fig. 8(a)와 비교하여  $\theta$ 의 변화에 따른 무차원최대수면상승고의 변화가 유사한 경향을 나타내고 있지만, 구조물의 배치간격이 상대적으로 좁은  $e/D = 2.0$ 의 경우 수면상승고의 최대치는 파랑이 입사하는  $\theta \approx 40^\circ$ 부근에서 나타나며, 구조물이 마주보는 내측면  $220^\circ < \theta < 340^\circ$ 에서 관찰되는 수면상승고는  $0^\circ < \theta < 120^\circ$ 에서의 수면상승고보다 더 작은 값으로 주어지는 것을 알 수 있다. 그리고, 구조물의 배치간격이  $e/D = 2.0$ 인 경우에 대하여 수면상승고의 변화값을 Fig. 8(a)와 비교하면 Fig. 8(a)의 경우는  $220^\circ < \theta < 300^\circ$ 에서, Fig. 8(b)의 경우는  $0^\circ < \theta < 120^\circ$ 에서 수면상승고의 변화가 크게 되는 것을 알 수 있다. 이러한 원인은 주기가 짧은 경우 구조물에 의해 대부분의 파랑에너지가 회절반사되며, 주기가 긴 경우에 대해서는 구조물간의 개구부의 배후로 통한 파랑에너지의 전달이 크게 된 결과로 판단된다.

전체적으로 구조물의 배치간격  $e/D$ 의 변화에 따른 구조물 표면둘레에서의 무차원최대수면상승고는  $\theta$ 의 변화에 따라 구조물에 의한 회절산란파의 영향과 구조물간의 비선형간섭으로 복잡하게 나타나는 것을 알 수 있다.

Fig. 9와 Fig. 10은 Fig. 8에서 검토된 복수 연직 주상구조물에 대한 주변파동장에서 무차원최대수면변동의 공간분포를 나타낸 것으로, 입사파랑조건은 Fig. 8과 동일하다. 그리고, Fig.

9와 Fig. 10의 입사파랑조건은 입사주기  $T=1.4\text{sec}$ , 입사주기  $T=1.0\text{sec}$ 의 경우이다.

결과를 살펴보면, Fig. 9는 Fig. 10과 비교하여 구조물 배후에서의 수면변동은 큰 값으로 복잡하게 형성되는 것을 알 수 있고, 반면 Fig. 10의 경우는 구조물 전면에서 복잡한 중복파동장이 형성되는 것을 관찰할 수 있다. 이러한 결과는 전술한 바와 같이 주기에 따라 구조물에 의한 파랑에너지의 회절반사 및 구조물간의 개구부를 통한 파랑에너지의 전달이 상이한 결과로 판단된다. 그리고, 구조물의 배치간격이 상대적으로 좁은  $e/D=2.0$ 의 경우가  $e/D=4.0$ 의 경우에 비해 구조물들에 의한 비선형간섭의 영향을 크게 받는 것을 알 수 있고, 또한  $e/D=4.0$ 의 경우는 구조물 주변에서 단수 연직 주상구조물에서의 수면변동특성이 부분적으로 관찰된다. 전체적으로 구조물에 의해 발생하는 회절산란파는 Fig. 9에 비해 주기가 상대적으로 짧은 Fig. 10의 경우에서 명확히 관찰되며, 또한 회절산란파는 구조물이 근접한  $e/D=2.0$ 의 경우에 보다 명확히 나타나는 것을 확인할 수 있다. 따라서, 구조물이 근접하게 설치 될수록 파의 비선형성분은 더욱 커지고, 구조물간의 간격이 넓어질수록 단수 연직 주상구조물의 경우에 근접할 것으로 판단된다.

Fig. 9와 Fig. 10의 결과를 보다 면밀히 살펴보기 위하여 구조물 중심의 위치에서  $y$ 축을 따른 무차원최대수면변동을 나타낸 그림이 Fig. 11과 Fig. 12에 제시되어 있다.

그림으로부터 구조물 내측면에서의 수면변동은 구조물간의 비선형간섭으로 부분중복파를 형성하며, 그 특성은 구조물의

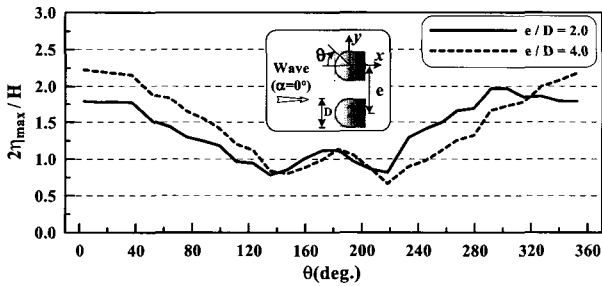
배치간격  $e/D$  및 주기의 변화에 따라 상이하게 나타나는 것을 알 수 있다. 그리고, 구조물 외측에서의 수면변동은 구조물에 의해 발생하는 회절산란파의 영향을 크게 받으며, 이러한 경향은 주기가 짧은 Fig. 12의 경우에 보다 명확히 나타난다.

또한, 주기가 짧은 경우에 구조물에 의한 비선형간섭 및 회절산란파의 영향으로 구조물 외측 주변파동장의 수면변동은 큰 변동값을 나타내는 것을 알 수 있다.

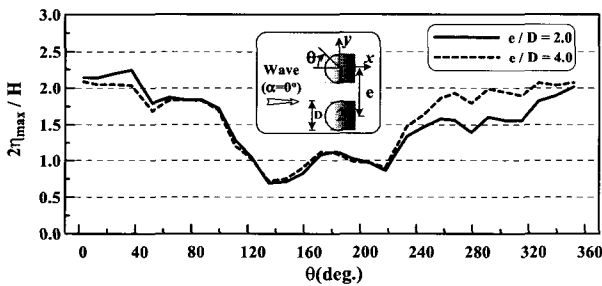
### 5.2 파력변화

전술한 2개의 복수 연직 주상구조물중 하나의 구조물에 대하여 동일시간에 산정된  $x$ 방향의 파력  $F_x$  및  $y$ 방향의 파력  $F_y$ 의 시간변화를 검토한다. Fig. 13과 Fig. 14는  $D/L=0.278$  및  $D/L=0.435$ 의 경우에 대한 각 방향에 작용하는 파력의 시간변화를 나타낸 것이다.

전체적으로  $F_x$ 가  $F_y$ 에 비해 큰 값으로 주어지는 것을 알

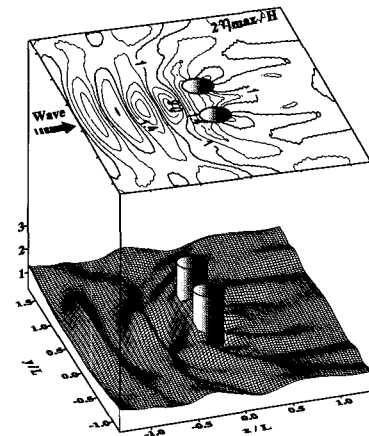


(a)  $D/L = 0.278$

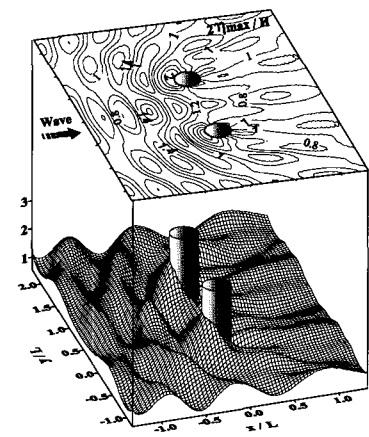


(b)  $D/L = 0.435$

Fig. 8 Spatial distributions of non-dimensional maximum water level  $2\eta_{\max}/H$  around vertical cylinder

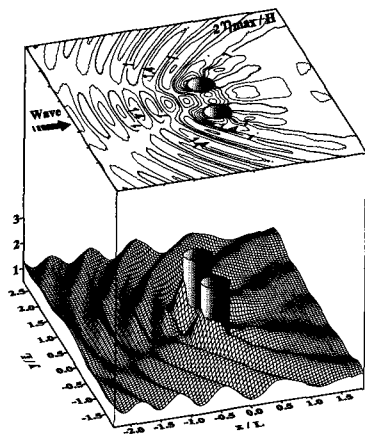


(a)  $e/D = 2.0$

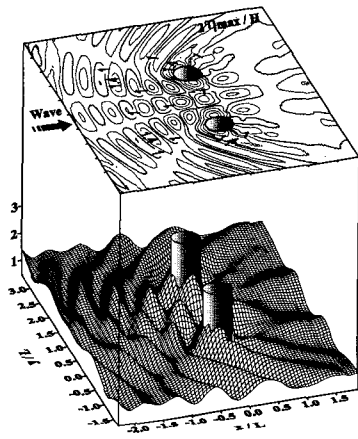


(b)  $e/D = 4.0$

Fig. 9 Spatial and contour distributions of non-dimensional maximum water level  $2\eta_{\max}/H$  near two vertical cylinders ( $D/L = 0.278$ )



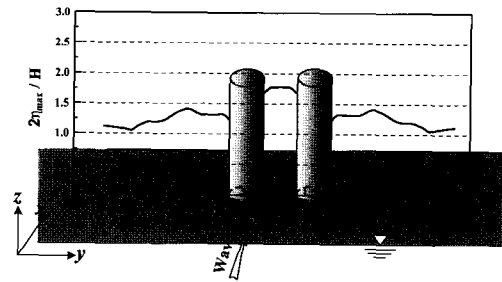
(a)  $e/D = 2.0$



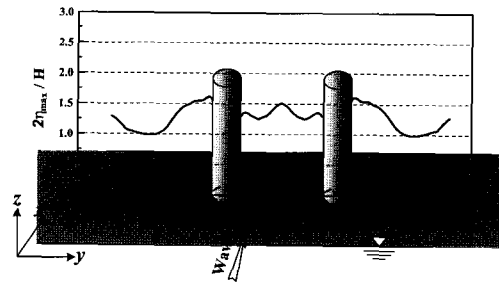
(b)  $e/D = 4.0$

Fig. 10 Spatial and contour distributions of non-dimensional maximum water level  $2\eta_{\max}/H$  near two vertical cylinders ( $D/L = 0.435$ )

수 있다. 구조물의 배치간격  $e/D$ 에 따른  $F_x$ 의 시간변화를 살펴보면, Fig. 14(a)는 거의 동일한 값으로 구조물의 배치간격에 큰 영향을 받지 않는 것으로 판단되며, Fig. 13(a)의 경우는 구조물의 배치간격이 넓은  $e/D = 4.0$ 의 경우가  $e/D = 2.0$ 에 비해 보다 큰  $F_x$ 가 작용하는 것을 알 수 있다. 한편 구조물에 작용하는  $y$ 방향의 파력  $F_y$ 는  $x$ 방향의 파력  $F_x$ 에 비해 구조물의 배치간격  $e/D$ 의 영향을 보다 크게 받고, 작용파력  $F_y$ 의 시간변화에는 위상지연이 발생하는 것을 확인할 수 있다. 이러한 경향은 Fig. 14(b)와 비교하여 주기가 긴 Fig. 13(b)에서 보다 명확히 관찰되며, 특히 Fig. 13(b)의 경우 Fig. 13(a)의  $F_x$ 에 대한 영향이 거의 없는 시간 부근에서 최대 및 최소의  $F_y$ 값을,  $F_x$ 의 영향이 최대 및 최소인 시간 부근에서는  $F_y$ 값이 거의 0의 값을 나타내는 것을 알 수 있다. 이로부터 구조물의 배치간격  $e/D$  및 입사주기의 변화에 따른 상호간섭현상은 구조물에 작

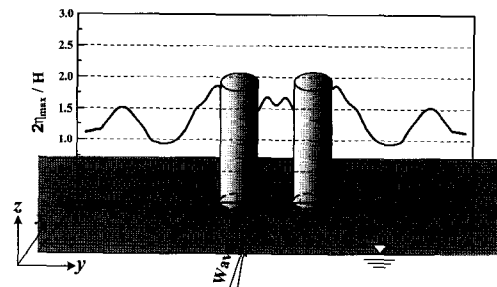


(a)  $e/D = 2.0$

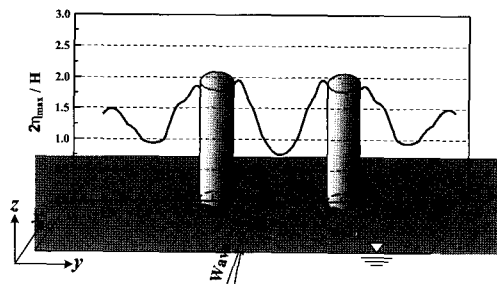


(b)  $e/D = 4.0$

Fig. 11 Distributions of non-dimensional maximum water level  $2\eta_{\max}/H$  along  $y$ -axis ( $D/L = 0.278$ )



(a)  $e/D = 2.0$

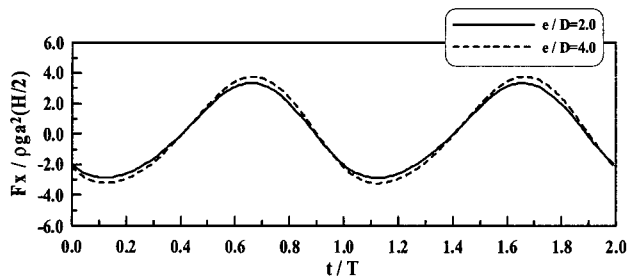


(b)  $e/D = 4.0$

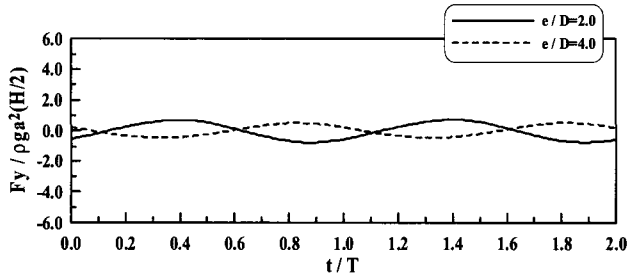
Fig. 12 Distributions of non-dimensional maximum water level  $2\eta_{\max}/H$  along  $y$ -axis ( $D/L = 0.435$ )

용하는 각 방향의 성분파력  $F_x, F_y$ 의 시간변화에 큰 영향을 미치는 것으로 판단된다.



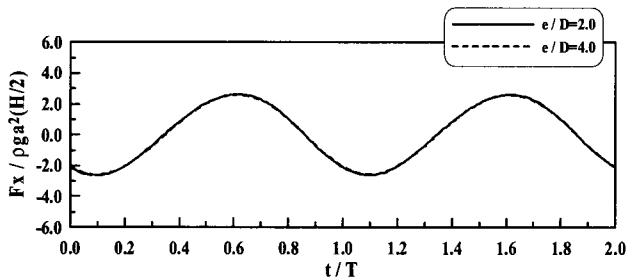


(a) x component of non-dimensional wave force

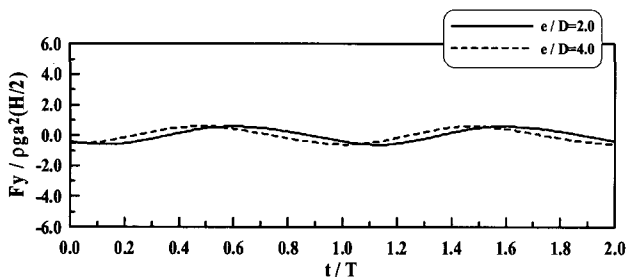


(b) y component of non-dimensional wave force

Fig. 13 Time variation of non-dimensional wave forces acting on the vertical cylinder ( $D/L = 0.278$ )



(a) x component of non-dimensional wave force



(b) y component of non-dimensional wave force

Fig. 14 Time variation of non-dimensional wave forces acting on the vertical cylinder ( $D/L = 0.435$ )

## 6. 결 론

본 연구는 Two-step-projection기법을 이용하여 지배방정식으로 주어지는 Navier-Stokes방정식을 계산하며, 이를 3차원파동장에 설치된 복수 연직 주상구조물에 적용하였다. 그리고 복수

연직 주상구조물과 입사파랑과의 비선형간섭현상 및 회절산란파의 영향을 3차원 VOF법을 적용하여 검토하였으며, 이로부터 얻어진 중요한 결론은 아래와 같다.

(1) 3차원파동장에 설치된 연직 주상구조물에 의한 파랑변형 및 작용파력해석에 대하여 3차원 VOF법을 최초로 적용하였다. 그리고, 그 결과를 실험치와 비교·검토한 결과, 본 연구의 계산 결과는 실험치를 잘 재현하였으며, 또한 기존의 해석결과에 비해 보다 정도 높은 결과를 나타내었다.

(2) Navier-Stokes방정식의 계산방법으로 본 연구에서 적용하는 수치해석기법은 기존의 HSMAC기법과 비교하여 매우 효율적인 방법으로 판단된다.

(3) 복수 연직 주상구조물의 배치간격  $e/D$ 의 변화에 따른 구조물 표면들레에서의 무차원최대수면상승고  $2n_{max}/H$ 는 구조에 의한 회절산란파의 영향과 구조물간의 비선형간섭으로 복잡하게 나타나는 것을 알 수 있다.

(4) 구조물에 의해 발생하는 회절산란파는 주기가 짧은 경우에서 보다 명확히 나타나며, 또한 구조물의 배치간격이 좁은 경우에 회절산란파의 영향은 보다 크게 되는 것을 알 수 있다.

(5) 본 연구의 범위내에서는 구조물에 작용하는 각 방향의 성분파력  $F_x$ ,  $F_y$ 가 구조물의 배치간격  $e/D$  및 입사주기의 변화에 따라 상이하게 나타나는 것을 알 수 있었다.

## 참 고 문 헌

- 김도삼, 신동훈, 이봉재 (2001). "3차원 파동장에 있어서 대형연 직케이스에 작용하는 선형 및 비선형의 파압분포특성에 관한 연구", 한국해양공학회지, 제15권, 제3호, pp 114-119.
- 김도삼, 이광호 (2002). "월파를 허용하는 투과성 방파제의 파랑변형에 관한 수치해석", 한국해양공학회지, 제16권, 제2호, pp 1-5.
- 김도삼, 신동훈 (1999). "임의형상단면의 복수 연직 주상구조물에 작용하는 비선형파력과 비선형파랑변형에 관한 연구", 대한토목학회논문집, 제19권, 제II-6호, pp 717-727.
- Chakrabarti, S.K. and Tam, W.A. (1975). "Interaction of Waves with Large Vertical Cylinder", J. Ship Res., Vol 19, pp 23-33.
- Chau, F.P. and Eatock, T.R. (1992). "Second Order Wave Diffraction by a Vertical Cylinder", J. Fluid Mech., Vol 240, pp 571-599.
- Chorin, A.J. (1968). "Numerical Solution of the Navier-Stokes Equations", Math. Comp., Vol 22, pp 745-762.
- Eatock, T.R. (1989). "On Distribution of Second Order Pressure on Vertical Circular Cylinder", Applied Ocean Res., Vol 11, No 4, pp 183-193.
- Fletcher, C.A.J. (1991). "Computational Techniques for Fluid Dynamics Volume II", Springer-Verlag, 494p.
- Goda, Y. (1983). "An Unified Nonlinearity Parameter of Water Waves", Rept. Port and Harbour Res. Inst., Vol

- 22, No 3, pp 3-30.
- Hinatsu, M. (1992). "Numerical Simulation of Unsteady Viscous Nonlinear Waes using Moving Grid System Fitted on a free surface", J. Kansai Soc. Nav. Archit. Japan, Vol 217, pp 1-11.
- Hirt, C.W. and Nichols, B.D. (1981). "Volume of Fluid(VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries", J. Comp. Phys., Vol 39, pp 201-225.
- Hur, D.S. and Mizutani, N. (2003). "Numerical Estimation of the Wave Forces Acting on a Three-Dimensional Body on Submerged Breakwater", Coastal Eng., Vol 47, pp 329-345.
- Issacson, M.Q. (1978). "Vertical Cylinders of Arbitrary Section in Wave", J. Waterway, Coastal and Ocean Eng., Vol 104, No WW4, pp 309-322.
- Isaacson, M.Q. (1982). "Fixed and Floating Axisymmetric Structures in Waves", J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Div., ASCE, Vol 108, No WW2, pp 180-199.
- John, F. (1950). "On the Motions of Floating Bodies II", Conn. Pure Appl. Math., Vol 3, pp 45-101.
- Kawasaki, K. (1999). "Numerical Simulation of Breaking and Post Breaking Wave Deformation Process around a Submerged Breakwater", Coastal Eng. in Japan, Vol 41, No 3, pp 201-223.
- Kim, M.H. and Yue, D.K.P. (1989). "The Complete Second-Order Diffraction Solution for an Axisymmetric Body, Part 1. Monochromatic Incident Waves", J. Fluid Mech., Vol 200, pp 235-264.
- Kioka, W. and Ishida, S. (1984). "Diffraction Wave Force of Second-Approximation Acting on Vertical Cylinder", Japanese Conference on Coastal Eng., pp 620-624.
- Kriebel, D.L. (1990). "Nonlinear Wave Interaction with Vertical Cylinder, part I : Diffraction Theory", Ocean Eng., Vol 17, No 4, pp 345-377.
- Lee, K.H. (2006). "A study on Time Domain Analysis of Nonlinear Dynamic Interaction among Wave, Currents and Bed Material," Doctoral thesis, Nagoya University, pp 169.
- MacCamy, R.C. and Fuchs, R.A. (1954). "Wave Forces on Piles : A Diffraction Theory", Beach Erosion Board, Tech. Memo., No 69, pp 1-17.
- Molin, B. (1979). "Second-Order Diffraction Loads upon Three-Dimensional Bodies", Applied Ocean Res., Vol 1, No 4, pp 197-202.
- Morison, J.R., O'Brien, M.P., Johnson, J.W. and Schaaf, S.A. (1950). "The Force Exerted by Surface Waves on Piles", Petroleum Transactions, AIME, Vol 189, pp 149-157.
- Patel, M.H. (1989). "Dynamics of Offshore Structure", Butterworths, London, pp 188-190.
- Sanada, M. (1998). "A Study of Second-Approximation Analysis Results and Application for Nonlinear Diffraction Wave According to Large Coastal Structure," Doctoral thesis, Nagoya University, pp 223.
- Zienkiewicz, O.C., Kelly, D.W. and Bettess, P. (1977). "The Finite Element Method for Determining Fluid Loadings on Rigid Structures-Two and Three Dimensional Formulation", Ch. 4 in Numerical Methods in Offshore Eng., Wiley, London.

---

2007년 1월 19일 원고 접수

2007년 4월 3일 최종 수정본 채택