투과성구조물에 작용하는 지진해일파압에 관한 연구

The Study on the Wave Pressure of the Tsunami Acting on the Permeable Structure

이광호* · 최현석** · 김창훈** · 김도삼** · 조성***

Kwang Ho Lee*, Hyun Seok Choi**, Chang Hoon Kim**, Do Sam Kim** and Sung Cho***

요 지 : 본 연구에서는 투과성구조물에서 우수한 파랑제어기능을 발휘하는 것으로 잘 알려져 있는 슬리트케이슨제 중에 기본형인 연직벽형 횡슬리트케이슨제가 불투과성지반 및 투과성지반상에 설치된 조건하에 구조물에 작용하는 단주기파랑 및 지진해일파에 의한 파압의 특성을 논의한다. 투과성지반의 해석에서는 공극율을 편의상 0.4로 가정하여 2차원 및 3차원수치해석을 수행하고, 불투과성의 경우와 그의 차이를 비교·검토한다. 이 때, 입사파랑의 조건으로는 설계파랑으로 일반적으로 고려되는 단주기파랑과 그의 진폭과 동일한 크기로 내습하는 지진해일파(고립파 혹은 단파)를 고려하며, 슬리트케이슨제의 전면유공부 및 유수실 내부의 불투과벽체에 작용하는 파압을 대상으로 한다. 해석에서는 기체와 액체의 혼상동적현상을 하나의 지배방정식으로 해석하는 이상류(二相流) 모델에 기초한 2차원 및 3차원수치파동수도를 각각 적용한다. 얻어진 수치해석결과에 의하면, 슬리트케이슨제의 전면유공부에서는 단주기 파랑에 비해 지진해일파의 작용파압이 약 3~5배 높은 값을 나타내고, 유수실 내부벽에서는 약 2~4배 높은 값을 각각 나타낸다.

핵심용어 : 수치파동수로, 슬리트케이슨제, 이상류(二相流), 파압, 지진해일파(고립파 혹은 단파), 단주기파랑

Abstract : In this study, wave pressure of short-period gravity waves and tsunami acting on the upright section of the horizontal-slit type caisson placed on the impermeable or permeable seabed, which is a well-known permeable breakwater with a good wave controlling ability, are investigated via numerical simulations. Further, the permeable seabed was modeled as the porous media with porosity of 0.4. Using the numerical results, the effects of the seabed conditions on the wave pressure on the front wall and inside wall of the chamber have been studied. In the numerical simulations, short-period gravity waves and tsunami(solitary wave or bore) with the same amplitude to the gravity wave are considered. A numerical wave tank is used, which is able to consider a gas-liquid two-phase flow in the same calculation zone. Numerical results show that the wave pressure of the tsunami was 3~5 times higher than the short-period gravity waves acting on the front wall and it was 2~4 times higher than the short-period gravity waves acting on the inner wall.

Keywords : numerical wave flume, horizontal-slit type caisson, two-phase flows, wave pressure, tsunami(solitary wave or bore), short-period gravity waves

1. 서 론

해저고정 및 해수면상으로 돌출된 중력식구조물의 큰 반사로 인하여 주변의 파동장에 미치는 문제점들이 오랜 기간에 걸쳐 지적되어 왔고, 더불어 해안구조물에 친수와 문화공간의 기능까지 구비된 다기능의 신형식구조물이 요구되고 있다. 또한, 방파제로 대표되는 파랑제어구조물을 설계하는 경우에 내습파랑으로부터 배후 시설물을 보호하고, 항내 정온도를 확보하며, 항외에서의 선박의 안전한 운항 및 해양환경보전 등과 같은 많은 요소를 동시에 고려하여야 한다. 따라서, 최근에 슬리트케이슨, WAROCK, IGLOO 및 TUNNELROCK 등과

같은 유공블록제로 대표되는 저반사의 기능을 구비한 투과성 파랑제어구조물의 적용이 늘어나고 있다.

일반적으로 투과성방파제에 의한 파랑제어 및 작용파압의 해석에서는 해저면을 불투과면으로 간주하여 해석하여 온 것이 대부분이지만, 해저지반을 투과성매질로 고려하여 파랑·지반·구조물의 연성해석으로부터 파랑과 구조물의 상호간섭을 포함하여 지반의 액상화나 동적변위와 같은 지반의 동적응답도 동시에 고려한 해석이 요구되어 오고 있다(김창훈, 2007).

한편, 일본 서측연안 단층대에 위치하는 지진공백역은 상당한 잠재에너지를 가지고 있는 것으로 알려져 있고, 향후 지진활동이 발생할 가능성이 높으며, 이에 따른 지진해일파의

*(일) 나고야대학교 공학연구과 사회기반공학전공(Departments of Civil Engineering, School of Engineering, Nagoya University)

**한국해양대학교 토목공학과(Corresponding author : Do Sam Kim, Department of Civil Engineering, Korea Maritime University, Dongsam-Dong, Yeongdo-Gu, Busan, kimds@hhu.ac.kr)

***한국수자원공사 경인 아라뱃길건설처(Gyeong-In waterway business division, Korea water resources corporation)

발생으로 동해를 전파하여 우리나라의 동해연안에도 큰 피해가 예상되고 있다(김도삼 등, 2007). 따라서, 지진해일파가 기존의 방파제에 미치는 영향을 검토하는 것은 방파제의 배후에 있는 중요한 국가산업시설물의 보호차원에서 매우 중요한 문제이며, 지진해일파가 기존의 방파구조물에 미치는 파력의 크기를 예측하여 피해발생 여부 및 정도를 판단하는 것도 방재차원에서 매우 중요한 문제이다.

일반적으로 3차원적인 형상을 갖는 연직벽형의 횡슬리트케이스슬릿에 작용하는 파압을 산정함에 있어서 해석의 편리상 2차원적으로 접근하는 경우가 많지만, 기존의 연구에 의하면 수치해석의 수행에서 2차원적인 접근과 3차원적인 접근에서 결과의 차이가 보고되어 있다(이광호 등, 2010). 따라서, 본 연구에서는 고립파와 단파의 형태로 근사되는 지진해일파의 작용하에 슬리트케이스슬릿의 전면유공부와 유수실내의 불투과연직벽체에 작용하는 파압을 2차원 및 3차원적인 수치해석으로부터 각 결과의 차이를 검토하고, 동시에 설계파랑으로 고려되는 단주기파의 작용에 따른 파압분포의 결과와 비교 · 고찰한다.

본 수치해석에서는 기체와 액체의 혼상동적현상을 하나의 지배방정식으로 해석하는 이상류(二相流) 수치모델을 적용한 2차원수치파동수로와 3차원수치파동수로를 각각 적용한다. 2차원 및 3차원이상류(二相流)의 수치모델에서는 수면형의 추적에 VOF법(Hirt & Nichols, 1981)을, 이산방정식에 SMAC법(Amsden & Harlow, 1970)을, 난류해석에 LES모델(Smagorinsky, 1963)을 각각 적용하며, 무반사조파시스템을 위하여 감쇠역(스폰지층)을 적용한 수치파동수로를 채용한다.

Fig. 1에 본 연구에 사용된 2차원 및 3차원수치파동수로의 개요를, Fig. 2에 2차원 및 3차원슬리트케이스슬릿의 유공벽 및 유수실의 상세개요를, Table 1에 입사파랑제원을 나타낸다.

Fig. 1. Schematic diagrams of numerical wave tank.

2. 수치해석모델의 개요

2.1 기초방정식

서로 혼합되지 않는 2상(two phases)의 점성 및 비압축성 유체를 고려하면, 각각의 유체는 서로 다른 상의 유체와 명확한 경계면으로 식별될 수 있다. 즉, 2상유체의 흐름운동에서 경계면의 추적이 가능한 경우, 서로 혼합되지 않는 2상유체의 운동에 대해 단일유체모델(one-fluid model for immiscible

Fig. 2. Schematic diagrams of the slit caisson.

Table 1. Experimental conditions in the case of regular waves.

	RUN	water depth (m)	wave period (sec)	wave steepness and height						seabed
				steepness	height (m)	steepness	height (m)	steepness	height (m)	
Regular waves	CASE 1	23	7	0.02	1.5	0.03	2.2	0.04	2.9	permeable and impermeable
	CASE 2		9		2.2		3.3		4.4	
	CASE 3		11		2.9		4.3		5.8	
	CASE 4		13		3.5		5.3		7.1	

※ All cases are performed for two and three dimensions.

Table 2. Experimental conditions in the case of solitary wave.

solitary wave	RUN	water depth (m)	wave height (m)			seabed
			Wave height corresponding to the wave steepnesses 0.02, 0.03 and 0.04 of regular waves			
	CASE 5	23	0.75	1.1	1.45	permeable and impemeable
	CASE 6		1.1	1.65	2.2	
	CASE 7		1.45	2.15	2.9	
	CASE 8		1.75	2.65	3.55	

※ All cases are performed for two and three dimensions.

Table 3. Experimental conditions in the case of bore.

	RUN	water depth (m)	initial bore intensity (m)	bore height (m)	seabed
bore	CASE 9	23	1	0.64	permeable and impermeable
	CASE 10		2	1.32	
	CASE 11		3	1.99	
	CASE 12		4	2.65	
	CASE 13		5	3.32	
	CASE 14		6	4.02	

※ All cases are performed for two and three dimensions.

two-phase fluid)을 적용할 수 있게 된다. 단일유체모델은 각 상의 유체가 국소질량중심과 함께 이동하는 것으로 가정하여 연속방정식 (1)과 Navier-Stokes 운동방정식 (2)~(4)의 시스템에 의해 기술될 수 있다.

$$\frac{\partial(mu)}{\partial x} + \frac{\partial(mv)}{\partial y} + \frac{\partial(mw)}{\partial z} = S \quad (1)$$

$$\{m + (1-m)C_M\} \frac{\partial u}{\partial t} + mu \frac{\partial u}{\partial x} + mv \frac{\partial u}{\partial y} + mw \frac{\partial u}{\partial z} \quad (2)$$

$$= \frac{m}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \{m(-\tau_{xx} + 2\hat{v}D_{xx})\} + \frac{\partial}{\partial y} \{m(-\tau_{xy} + 2\hat{v}D_{xy})\} + \frac{\partial}{\partial z} \{m(-\tau_{xz} + 2\hat{v}D_{xz})\} + \frac{F_x}{\rho} - \frac{2m\hat{v}}{3} \frac{\partial S}{\partial x} - R_x$$

$$\{m + (1-m)C_M\} \frac{\partial v}{\partial t} + mu \frac{\partial v}{\partial x} + mv \frac{\partial v}{\partial y} + mw \frac{\partial v}{\partial z} \quad (3)$$

$$= -\frac{m}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \{m(-\tau_{yx} + 2\hat{v}D_{yx})\} + \frac{\partial}{\partial y} \{m(-\tau_{yy} + 2\hat{v}D_{yy})\} + \frac{\partial}{\partial z} \{m(-\tau_{yz} + 2\hat{v}D_{yz})\} + \frac{F_y}{\rho} - \frac{2m\hat{v}}{3} \frac{\partial S}{\partial y} - R_y$$

$$\{m + (1-m)C_M\} \frac{\partial w}{\partial t} + mu \frac{\partial w}{\partial x} + mv \frac{\partial w}{\partial y} + mw \frac{\partial w}{\partial z} \quad (4)$$

$$= -\frac{m}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \{m(-\tau_{zx} + 2\hat{v}D_{zx})\} + \frac{\partial}{\partial y} \{m(-\tau_{zy} + 2\hat{v}D_{zy})\} + \frac{\partial}{\partial z} \{m(-\tau_{zz} + 2\hat{v}D_{zz})\} + \frac{F_z}{\rho} - \frac{2m\hat{v}}{3} \frac{\partial S}{\partial z} - R_z - mg - \lambda w$$

여기서, t 는 시간, u, v, w 는 x, y, z 방향에 대한 각 유속성분, p 는 압력, g 는 중력가속도, m 은 공극율, C_M 은 투과층에 의한 관성력계수, R_i 는 투과층에서 i 방향의 항력, τ_{ij} 는 SGS(Sub-Grid Scale)에서 난류응력, D_{ij} 는 변위-응력에 대한 GS(Grid Scale)성분, F_s 는 표면장력에 의한 체적력, S 는 해석영역내의 조파를 위한 소스항, λ 는 부가감쇠영역에서의 감쇠계수, $\hat{v}$ 는 밀도, $\hat{v}$ 는 동점성계수를 각각 나타낸다. 또한, 위의 식에서 밀도 및 동점성계수는 기체 혹은 액체를 결정하는 공간과 시간의 함수이다. 즉, 서로 다른 유체(여기서는 액체와 기체)는 밀도와 점성을 고려함으로써 운동방정식 (2)~(4)에 의해 표현된다. 이와 같은 단일유체모델은 계산격자내에 다상유체의 균질혼합을 가정한 혼합유체모델과 대조적인 것으로, 경계면을 통한 각 상 사이의 상호작용을 고려할 수 있는 장점이 있다(Akiyama and Aritomi, 2002). 또한, 경계면에서 2상유체의 거동을 밀도와 점성에 대하여 기중평균을 이용한 단일의 운동방정식을 적용함으로써 단상류해석에서 복잡한 자유수면경계조건이 필요하지 않으며, 구조물의 천단상으로의 월류 및 월파와 같은 복잡한 수면변동에 대한 물리현상을 용이하게 재현할 수 있다는 큰 장점을 지닌다.

2.2 LES에 의한 난류응력의 해석

SGS의 와에 의해 발생하는 에너지소산을 함께 고려하기 위해 Smagorinsky 모델을 사용한다. 이 모델은 필터폭을 대표 길이로 하는 와점성모델로써 LES(Large Eddy Simulation)와 동일시될 정도로 대표적인 난류해석모델이다. Smagorinsky 모델에서 SGS의 난류응력 τ_{ij} 는 와점성근사를 도입하여 다음의 식으로 정의된다.

$$\tau_{ij} = -2\nu_e D_{ij} \quad (5)$$

여기서, ν_e 는 다음의 식으로 주어지는 와동점성계수로, SGS의 특성길이(필터폭) Δ 와 변위-응력텐서의 강도에 비례한다(Lesieur et al, 2005).

$$\nu_e = (C_s \Delta)^2 |\bar{D}_{ij}| \quad (6)$$

식 (6)의 C_s 는 Smagorinsky의 상수로 다음의 식으로 근사될 수 있다.

$$C_s = \frac{1}{\pi} \left(\frac{3\alpha}{2} \right)^{-3/4} = 0.235\alpha^{-3/4} \quad (7)$$

여기서, Kolmogorov상수(Lesieur et al, 2005)로 불리는 α 에 대해 $\alpha = 1.5$ 를 식 (7)에 적용하면 Smagorinsky상수는 $C_s \approx 0.173$ 으로 주어진다. 그리고, SGS특성길이 Δ 및 변위-응력텐서의 강도 $2\bar{D}_{ij}\bar{D}_{ij}$ 는 각각 다음과 같이 결정된다.

$$\Delta = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3} \quad (8)$$

$$|\bar{D}_{ij}| = 2(D_{xx}^2 D_{yy}^2 D_{zz}^2) + 4(D_{xx}^2 D_{yy}^2 D_{zz}^2) \quad (9)$$

2.3 각 상의 경계면 추적

본 연구에서는 2상류의 시뮬레이션에서 기체와 액체가 구상하는 경계면의 추적법으로 VOF법을 적용한다. Hirt and Nichols(1981)에 의해 제안된 VOF법 이후로, GENSMAC (Tome and McKee, 1994), TUMMAC(Miyata and Nishimura, 1985), FCT-VOF(Rudman, 1997) 및 MARS(Kunugi, 2000)를 포함하는 많은 수정 및 확장된 경계면 추적법이 접면의 재구축으로 인한 오차를 줄이기 위하여 대체스킴으로 제안되어 왔다. 그러나, 이러한 방법은 수치모델 자체가 가지고 있는 복잡한 알고리즘 때문에 부가적인 계산시간이 요구되며, 특히 3차원수치해석의 경우에는 수치모델의 적용성이 분명하지 않을 뿐만 아니라 상당한 부가적인 계산시간이 요구된다. 비록 Hirt and Nichols(1981)의 VOF법이 경계면의 재구축에 SLIC (Simplified Line Interface Calculation)을 사용하지만, 그의 적용에 대해서는 많은 연구자들에 의해 검증되어 왔다. 이러한 배경에 기초하여 본 연구는 상당한 계산시간을 요구하는 2차원 및 3차원 수치해석임으로 기존의 VOF법을 적용하는 것으로 한다.

VOF법은 0(기체의 경우)에서 1(액체의 경우)까지의 범위를 갖는 컬러함수(color function)인 VOF함수 F 에 기초를 두고 있다. VOF함수를 사용하면 $0 < F < 1$ 을 갖는 각 계산셀에서 혼합되지 않는 두 유체간의 경계면이 결정된다. 또한, 경계면이 위치하는 계산셀에서 2상의 유체밀도 $\bar{\rho}$ 와 동점성계수 $\tilde{\nu}$ 는 다음과 같이 주어지는 VOF함수에 의해 평가된다.

$$\bar{\rho}_{i,j,k} = F_{i,j,k} < \rho_w >_{i,j,k} + (1 - F_{i,j,k}) < \rho_a >_{i,j,k} \quad (10)$$

$$\tilde{\nu}_{i,j,k} = F_{i,j,k} < \nu_w >_{i,j,k} + (1 - F_{i,j,k}) < \nu_a >_{i,j,k} \quad (11)$$

여기서, 첨자 w 및 a 는 액체와 기체의 물리량을 각각 나타낸다. 한편, VOF함수의 이류는 다음과 같이 각 셀에서 액체의 보존을 고려함으로써 얻어진다.

$$S = \frac{\partial(mF)}{\partial t} + \frac{\partial(muF)}{\partial x} + \frac{\partial(mvF)}{\partial y} + \frac{\partial(mwF)}{\partial z} \quad (12)$$

경계면의 위치는 각각의 경계면셀에서 VOF함수의 기울기 VF에 의해 결정된다.

2.4 기초방정식의 이산화

본 연구에서 기초방정식 (1)~(4) 및 VOF함수의 이류방정식 (12)는 직교교호격자를 적용한 유한차분법에 의해 이산화된다. 이산화방정식은 Amsden and Harlow(1970)에 의해 개발된 SMAC법에 기초하여 계산된다.

SMAC법에서 운동량방정식의 모든 항은 $n+1$ 의 시간스텝에서 임시유속 $\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w}$ 에 대해 첫 번째 스텝에서 다음의 식과 같이 양적으로 계산된다.

$$\frac{\tilde{u} - u^n}{\Delta t} = \hat{M} \left[- \left(mu \frac{\partial u}{\partial x} + mv \frac{\partial u}{\partial y} + mw \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right. \quad (13)$$

$$\left. - \frac{m \partial p}{\partial x} + VIS + SOR + EXT \right]^n$$

$$\frac{\tilde{v} - v^n}{\Delta t} = \hat{M} \left[- \left(mu \frac{\partial v}{\partial x} + mv \frac{\partial v}{\partial y} + mw \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right. \quad (14)$$

$$\left. - \frac{m \partial p}{\partial y} + VIS + SOR + EXT \right]^n$$

$$\frac{\tilde{w} - w^n}{\Delta t} = \hat{M} \left[- \left(mu \frac{\partial w}{\partial x} + mv \frac{\partial w}{\partial y} + mw \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right. \quad (15)$$

$$\left. - \frac{m \partial p}{\partial z} + VIS + SOR + EXT \right]^n$$

여기서, $\hat{M} = (m + (1-m)C_M)^{-1}$ 이며, VIS 는 점성항, SOR 은 소스항, EXT 는 부가감쇠영역에서의 감쇠항이나 표면장력에 의한 체적력 등을 나타낸다.

두 번째 스텝에서는 연속방정식이 만족하도록 식 (13)~(15)의 임시유속장에 대한 Poisson방정식을 음적으로 해석한다. 즉, 임시유속장은 다음의 시간스텝에서 압력을 사용하여 다음과 같이 개선된다.

$$u^{n+1} = \tilde{u} - \Delta t \frac{m \hat{M} \partial(\delta p)^{n+1}}{\bar{\rho}^n \partial x} \quad (16)$$

$$v^{n+1} = \tilde{v} - \Delta t \frac{m \hat{M} \partial(\delta p)^{n+1}}{\bar{\rho}^n \partial y} \quad (17)$$

$$w^{n+1} = \tilde{w} - \Delta t \frac{m \hat{M} \partial(\delta p)^{n+1}}{\bar{\rho}^n \partial z} \quad (18)$$

여기서, $(\delta p)^{n+1} = p^{n+1} - p^n$ 이다. 계산된 임시유속장 $\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w}$ 가 연속방정식을 만족함으로써 다음의 식과 같은 압력보정에 대한 Poisson방정식을 얻는다. 식 (19)로부터 압력보정 δp 에 관한 연립1차방정식을 구성하여 Bi-CGSTAB으로부터 δp 를 산정한다.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2(m \hat{M} \delta p)^{n+1}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2(m \hat{M} \delta p)^{n+1}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2(m \hat{M} \delta p)^{n+1}}{\partial z^2} \\ &= - \frac{1}{\Delta t} \left(\frac{\partial m \tilde{u}}{\partial x} + \frac{\partial m \tilde{v}}{\partial y} + \frac{\partial m \tilde{w}}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (19)$$

경계조건으로는 서로 혼합되지 않는 2상류의 유체운동을 고려하므로 액체만을 고려하는 단상류의 경우와 달리 자유수면의 경계조건이 불필요하게 되며, 계산영역의 최상단에서는 압력의 일정조건을, 수로의 바닥 및 측면경계를 처리하기 위하여 불투과조건과 slip조건을 각각 적용한다.

2.5 지진해일파의 조파

2.5.1 고립파의 형성

고립파와 구조물과의 상호간섭을 해석하기 위하여 2차원수치파동수로(Hinatsu, 1992; 김도삼 등, 2001)와 이를 3차원으로

로 확장한 Fig. 1 및 2와 같은 3차원수치파동수로(이광호 등, 2008)를 고려한다. 해석영역내에서는 수치적으로 고립파를 발생시키기 위한 조파소스(Brorsen & Lasen, 1987; 김도삼 등, 2001)와 무반사조파시스템을 위한 에너지감쇠영역이 고려되고, 3차원파동장에서 고립파의 작용하에 반사율 및 작용파압을 검토하기 위하여 불투과성지반 및 투과성지반상에 횡슬리트 케이슨체가 설치된다. 조파소스에서의 조파강도는 다음의 식으로 주어진다.

$$q(y,z;t) = 2U_o \quad (20)$$

여기서, U_o 는 발생파의 수평유속성분을 각각 나타내며, 본 연구에서는 조파강도 q 로서 식 (21)과 같이 Grimshaw(1971)에 의해 유도된 고립파의 3차근사이론에 의한 수평방향유속 U_o 를 적용한다(Fenton, 1972).

$$U_o = \sqrt{gh}[E_s S^2 - E_s^2 C_a - E_s^3(C_b + C_c)] \quad (21)$$

여기서 C_a , C_b , 및 C_c 는 다음과 같이 정의된다.

$$C_a = -\frac{1}{4}S^2 + S^4 + \left(1 + \frac{\bar{z}}{h}\right)^2 \left(\frac{3}{2}S^2 - \frac{9}{4}S^4\right) \quad (22)$$

$$C_b = \frac{19}{40}S^2 + \frac{1}{5}S_4 - \frac{6}{5}S^6 + \left(1 + \frac{\bar{z}}{h}\right)^2 \left(-\frac{3}{2}S^2 - \frac{15}{4}S^4 + \frac{15}{2}S^6\right) \quad (23)$$

$$C_c = \left(1 + \frac{\bar{z}}{h}\right)^2 \left(-\frac{3}{8}S^2 - \frac{45}{16}S^4 + \frac{45}{16}S^6\right) \quad (24)$$

그리고, $\bar{z}$ 는 물입자의 연직방향 평균위치를 나타내며, E_s 와 S 는 다음의 식과 같이 정의된다.

$$E_s = \frac{H_i}{h} \quad (25)$$

$$S = \text{sech} \alpha \hat{x} \quad (26)$$

여기서, h 는 수심, H_i 는 고립파의 입사파고를 나타내며, α 와 $\hat{x}$ 는 각각 다음의 식으로 주어진다.

$$\alpha = \sqrt{\frac{3}{4}E_s} \left\{ 1 - \frac{5}{8}E_s + \frac{71}{128}E_s^2 \right\} \quad (27)$$

$$\hat{x} = \frac{x_s - C_t}{h} \quad (28)$$

여기서, C 는 고립파의 파속으로, 고립파의 3차근사이론에 의하면 다음의 식과 같이 표현된다.

$$C = \sqrt{gh} \left[1 + \frac{1}{2}E_s - \frac{3}{20}E_s^3 + \frac{3}{56}E_s^5 \right] \quad (29)$$

Ohshima & Nadaoka(1991)는 수치파동수로내에서 구조물이 설치될 경우 조파소스의 위치에서 반사파의 영향을 고려하여 조파소스지점에서 연직적분치가 반사파가 없는 경우와 분포형상이 상사되도록 다음의 식을 고려하고 있다.

$$q = 2U_o \frac{\eta_o + h}{\eta_s + h} \quad (30)$$

여기서, η_o 와 η_s 는 각각 조파소스의 위치에서 수위변동과 조파소스에 의해 기대되는 수위변동이다. 본 연구에서 η_o 는 다음의 식과 같은 고립파의 3차근사식을 적용하여 산정된다(Fenton, 1972).

$$\eta_o = h \left[1 + E_s S^2 \hat{t} + E_s^3 \left(\frac{5}{8} S^2 \hat{t}^2 - \frac{101}{80} S^4 \hat{t}^2 \right) \right] \quad (31)$$

여기서, $\hat{t}$ 는 다음의 식 (32)와 같이 주어진다.

$$\hat{t} = \tanh \alpha \frac{x_s - C_t}{h} \quad (32)$$

2.5.2 단파의 형성

진원지 부근에서 발생한 지진해일파는 장거리의 전파과정을 통해 단주기 성분의 에너지가 감소하여 장주기의 형태를 갖는다. 이러한 지진해일파가 천해로 내습함에 따라 천수변형에 의하여 파고가 증가되고, 동시에 파장이 감소되어, 경우에 따라 강력한 turbulent breaking bore로서 연안에 도달할 수 있음을 많은 문헌에서 확인할 수 있다(Ramsden, 1993). 또한, 지진해일파는 쇄파시에 overturning tip이 전면의 수면에 강하게 접촉되면서 부서진 파로 되고, 이는 대단히 긴 파장 때문에 지진해일파에 대해 단파로 고려될 수 있다.

본 연구에서는 수치파동수로내에서 상류측과 하류측에 큰 수위차를 갖는 게이트의 급개방에 의해 단파선단부의 전후에서 수위차로 인한 정수압의 압력차로 부터 단파를 발생시킨다. 단파파압의 해석에서는 수치조파가 필요 없기 때문에 기초방정식 중에 스폰지층에서 감쇠계수 및 조파소스항 등을 무시하고, 계산영역의 양측면에 불투과경계조건을 적용한다.

3. 수치해석의 결과

3.1 고립파

본 절에서는 고립파로 근사되는 지진해일파의 내습시에 슬리트케이슨체에 작용하는 파압의 특성을 고찰하고, 단주기파랑의 작용에 의한 결과와 비교하기 위하여 이광호 등(2010)이 수행한 2차원 및 3차원수치모형실험의 경우와 동일한 조건하에서 불투과성지반 및 투과성지반상에 놓인 슬리트케이슨체를 고려한다. 실험에 사용된 2차원수치파동수로는 Fig. 1과 2에 나타내는 바와 같이 길이 500 m, 높이 45 m인 직사각형수조이고, 3차원수치파동수로는 2차원의 경우와 동일한 크기에 폭이 36 m로 구성되어 있으며, 이로부터 2차원적인 해석에서 검토가 불가능한 유공벽의 영향을 포함한 유수실내에서의 파랑 에너지감쇠 등의 영향을 검토할 수 있다. 유공부의 전면연직벽면에 작용하는 파압의 측정위치는 기초사석상부에서부터 전면유공벽의 최상단까지이며, 유수실내의 불투과벽체에 작용

Fig. 3. The distribution of the wave pressure due to the tsunami.

하는 파압은 내부에 존재하는 격벽을 제외한 연직벽면으로 선정하였다.

정수면상의 최고높이로 주어지는 고립파의 입사파고를 이광호 등(2010)의 연구에서 논의된 단주기파랑의 진폭과 동일하게 가정하며, 총 10가지의 경우에 대해 수치실험을 수행하여 단주기파랑의 파압과 그의 크기를 비교한다. 또한, Fig. 3과 같이 谷本 등(1984)이 제안한 불투과성의 직립벽에 작용하는 지진해일의 파압분포를 함께 도시하여 비교하며, 식 (33)~(34)에 정수면상에서 처오름높이 η^* 와 지진해일파압 p_l 에 관한 제안식을 나타낸다. 여기서, H_t 는 입사지진해일파의 정수면상의 최고높이이며, 이를 파고로 정의한다.

$$\eta^* = 3.0H_t \quad (33)$$

$$p_l = 2.2\rho g H_t \quad (34)$$

3.1.1 슬릿케이슨제 전면유공벽에서의 파압분포

Fig. 4~7은 고립파로 근사되는 지진해일파에 의한 슬릿케이슨제의 전면유공벽에 작용하는 파압분포를 불투과성지반 및 투과성지반의 경우에 대해 각각 2차원 및 3차원수치해석한 결과이다. 전체적인 결과를 살펴보면, 고립파의 무차원작용파압은 불투과성의 직립벽에 작용하는 지진해일파압에 대한 谷本 등(1984)의 결과와 같이 깊이의 증가에 따라 비교적 균등한 무차원파압분포를 나타낸다. 여기서, 고립파의 파고가 비교적 낮은 경우에는 정수면상에서의 처오름높이에서 谷本 등(1984)이 제안한 이론식의 결과와 잘 일치하는 경향을 확인할 수 있다. 그러나, 입사파고가 커질수록 유공부의 영향이 더욱 커지고, 결과적으로 처오름높이가 다소 낮게 나타나는 결과를 나타내며, 깊이의 증가에 따라 무차원작용파압의 크기가 지수함수적으로 약간 감소하는 것을 확인할 수 있다. 또한, 동일한 정수면상에서의 높이를 가진 고립파와 단주기파랑의 결과를 비교하면, 단주기파랑에 비해 고립파의 작용파압이 약

(a) $H/L = 0.02$

(b) $H/L = 0.03$

(c) $H/L = 0.04$

Fig. 4. Comparisons of the pressure acting on the front wall of the slit caisson due to the solitary wave and regular waves ($T_l = 7\text{sec}$ in the case of regular waves).

3~5배 높은 결과를 나타내며, 입사고립파고가 작을수록 불투과지반을 고려한 2차원 및 3차원수치해석결과에서 차이가 발

(a) $H/L = 0.02$ (a) $H/L = 0.02$ (b) $H/L = 0.03$ (b) $H/L = 0.03$ (c) $H/L = 0.04$ (c) $H/L = 0.04$

Fig. 5. Comparisons of the pressure acting on the front wall of the slit caisson due to the solitary wave and regular waves ($T_i = 9\text{sec}$ in the case of regular waves).

Fig. 6. Comparisons of the pressure acting on the front wall of the slit caisson due to the solitary wave and regular waves ($T_i = 11\text{sec}$ in the case of regular waves).

생하고, 입사고립파고가 높을수록 그 차이는 감소하는 것을 알 수 있다. 더불어, 불투과성지반과 투과성지반을 고려한 경

우에 대한 결과를 비교하면, 전체적으로 동일한 분포양상을 나타내지만, 투과성지반을 고려한 경우의 무차원파압이 다소

Fig. 7. Comparisons of the pressure acting on the front wall of the slit caisson due to the solitary wave and regular waves ($T_i = 13$ sec in the case of regular waves).

작게 나타나고, 이러한 결과는 투과성지반상을 통과하는 입사파랑에너지가 바닥경계면에서 발생하는 지반과의 상호간섭에

의해 다소 감소되어 슬릿케이슨체의 유공부전면에 작용하는 무차원파압이 작아지는 것으로 판단된다.

3.1.2 슬릿케이슨체 유수실 내부에서의 파압분포

Fig. 8~11은 고립파로 근사되는 지진해일파에 의한 슬릿케이슨체의 유수실 내부벽에 작용하는 파압분포를 불투과성 지반 및 투과성지반의 경우에 대해 각각 2차원 및 3차원 수치해석한 결과이다. 전체적인 결과를 살펴보면, 전면유공부에 작용하는 무차원파압에 비해 유수실 내부벽에 작용하는 무차원파압이 보다 크게 나타나는 것을 알 수 있다. 이러한 결과는 지진해일파의 특성상 주기가 대단히 길기 때문에 유수실내로 유입되는 파랑에너지가 크고, 와류 및 난류발생에 의한 파랑에너지의 감쇠가 단주기파랑보다 작으며, 유수실내에서 다중 반사로 인한 파랑에너지의 포획이 보다 많기 때문인 것으로 판단된다. 또한, 입사고립파고가 커질수록 깊이의 증가에 따라 지수함수적으로 감소하지만 그 크기는 미소하며, 동일한 정수면상에서의 높이를 가진 고립파와 단주기파랑의 결과를 비교하면, 단주기파랑에 비해 고립파의 작용파압이 약 2~4배 높은 결과를 나타낸다. 그리고, 입사고립파고가 낮을수록 불투과성지반을 고려한 2차원 및 3차원수치해석결과에서 차이가 발생하고, 입사고립파고가 높을수록 그 차이는 감소하는 것을 확인할 수 있으며, 전술한 결과와 유사한 경향을 나타낸다.

Fig. 12는 본 절에서 검토한 케이스 중에서 2.65 m의 파고를 갖는 고립파의 작용하에 불투과성지반을 고려한 경우에 시간에 따른 수위변동을 나타낸 3차원수치모형실험의 결과로, 조파 후의 경과시간 48.9초, 52.5초, 54.6초, 58.2초에서 구조물의 주변상황을 나타낸다.

3.2 단파

3.2.1 슬릿케이슨체 전면유공벽에서의 파압분포

본 절에서는 단파로 근사되는 지진해일파의 내습 시, 슬릿케이슨체에 작용하는 파압의 특성을 고찰하기 위하여 전술한 2차원 및 3차원수치모형실험의 경우와 동일한 조건하에 불투과성지반 및 투과성지반에 놓인 슬릿케이슨체의 전면유공부 및 유수실내의 불투과벽에서 작용파압을 나타낸다. 본 연구에서는 수조내에서 상류측과 하류측에 큰 수위차를 갖는 게이트의 급개방에 의해 발생한 단파가 하류측으로 진행하여 슬릿케이슨체에 작용하는 파압을 산정하였고, 이 때, 단파의 형성에 따른 특성상 입사파고의 크기를 단파가 하류측으로 진행하면서 형성되는 파고의 크기로 정의하였다. 단파의 형성을 위하여 수조의 상류측 끝단에서 50 m 이격된 위치의 게이트를 기준으로 하류측수심을 $h_l = 23$ m의 깊이로 일정하게 구성하고, 상류측수심을 (a) $h_0 = 24$ m, (b) $h_0 = 25$ m, (c) $h_0 = 26$ m, (d) $h_0 = 27$ m, (e) $h_0 = 28$ m, (f) $h_0 = 29$ m 깊이로 변화시켜 실험을 수행하였다. 이 때, 슬릿케이슨체의 전면에서 나타난 정수면상의 최고높이는 (a) $H = 0.64$ m, (b) $H = 1.32$ m, (c) $H = 1.99$ m, (d) $H = 2.65$ m, (e) $H = 3.32$ m, (f) $H = 4.02$ m

Fig. 8. Comparisons of the pressure acting on the inner wall of the slit caisson due to the solitary wave and regular waves ($T_i = 7\text{sec}$ in the case of regular waves).

Fig. 9. Comparisons of the pressure acting on the inner wall of the slit caisson due to the solitary wave and regular waves ($T_i = 9\text{sec}$ in the case of regular waves).

로 나타난다. 본 수치실험에서 유공부전면에 작용하는 파압의 측정위치는 기초사석상부에서부터 전면유공벽의 상단까지이

며, 유수실내의 불투과벽체에 작용하는 파압은 내부에 존재하는 격벽을 제외한 연직벽면으로 선정하였다.

Fig. 10. Comparisons of the pressure acting on the inner wall of the slit caisson due to the solitary wave and regular waves ($T_i = 11\text{sec}$ in the case of regular waves).

Fig. 11. Comparisons of the pressure acting on the inner wall of the slit caisson due to the solitary wave and regular waves ($T_i = 13\text{sec}$ in the case of regular waves).

Fig. 13은 단파의 작용하에 슬릿케이스의 전면유공벽에 작용하는 파압분포를 불투과성지반 및 투과성지반의 경우에

대해 각각 2차원 및 3차원수치해석한 결과이다. 전체적인 결과를 보면, 단파의 무차원작용파압은 직립벽에 작용하는 지

Fig. 12. Time evolution of the computed water level fluctuation on the impermeable seabed due to the solitary wave.

진해일파압에 대해 谷本 등(1984)이 실험으로부터 제안한 것과 같이 깊이의 증가에 따라 비교적 균등한 무차원파압분포를 나타낸다. 여기서, 고수위와 저수위의 수심의 비로서 나타나는 단파강도가 낮은 경우는 정수면상의 처오름높이가 谷本 등(1984)이 제안한 이론식의 결과와 잘 일치하는 것을 확인할 수 있으며, 단파강도가 커질수록 유공부의 영향으로 인해 다소 낮게 나타나고, 깊이의 증가에 따라 무차원작용파압의 크기가 지수함수적으로 약간 감소하는 것을 확인할 수 있다. 또한, 단파강도가 커질수록 전술한 결과와 유사한 형상의 무차원파압분포를 나타내며, 단주기파랑과 동일한 정수면상에서의 높이를 가진 단파의 경우에 단주기파랑에 비해 약 3~5배 높은 파압이 작용하고, 그 크기는 고립파의 결과와 유사하다. 그리고, 입사파고로서 동일한 정수면상의 높이를 가진 Fig. 7(b)의 결과와 Fig. 13(d)의 결과를 비교하면, 고립파의 무차원파압이 단파의 무차원파압에 비해 약간 큰 결과를 나타내지만, 그 차이는 미소하고, 불투과성지반과 투과성지반의 차이는 고립파의 결과에 비해 단파의 경우에서 보다 작은 차이를 나타낸다.

Fig. 13. Comparisons of the pressure acting on the front wall of the slit caisson due to the bore.

3.2.2 슬리트케이슨체 유수실 내부에서의 과압분포

Fig. 14는 단파로 근사되는 지진해일파에 의한 슬리트케이슨체의 유수실 내부벽에 작용하는 과압분포를 불투과성지반 및 투과성지반의 경우에 대해 각각 2차원 및 3차원수치해석한 결과이다. 전체적인 결과를 살펴보면, 전면유공벽에 작용하는 무차원과압에 비해 유수실 내부벽에 작용하는 무차원과압이 보다 크게 나타나는 것을 확인할 수 있다. 이러한 결과는 (1) 유수실내로 유입되는 파랑에너지가 크고, (2)와류 및 난류발생에 의한 파랑에너지의 감쇠가 보다 작으며, (3)유수실내에서 다중반사로 인한 파랑에너지의 포획이 보다 많기 때문인 것으로 판단된다. 또한, 동일한 정수면상에서의 높이를 가진 단파와 단주기파랑의 결과를 비교하면, 단주기파랑에 비해 단파의 작용과압이 약 2~4배 높은 결과를 나타내며, 단파강도가 낮을수록 불투과성지반을 고려한 2차원 및 3차원수치해석결과에서 차이가 발생하고, 단파강도가 높을수록 그 차이는 감소하는 것을 알 수 있으며, 이는 전술한 결과와 유사한 경향을 나타낸다.

Fig. 15는 본 절에서 검토한 케이스 중에 (e) $h_0 = 28$ m의 경우에 대해 5 m의 수위차를 갖는 단파의 작용하에 불투과

성지반으로 고려한 경우에 시간에 따른 수위변동을 나타낸 3차원수치모형실험의 결과로, 게이트의 급개방 후에 경과시간에 따른 구조물의 주변상황을 나타낸다.

4. 결 론

본 연구에서는 투과성구조물에서 우수한 파랑제어기능을 발휘하는 것으로 잘 알려져 있는 연직벽형 횡슬리트케이슨체가 불투과성지반 및 투과성지반상에 설치된 조건하에 일반적으로 설계파랑으로 고려되는 단주기파랑과 그의 진폭과 동일한 크기로 내습하는 지진해일파(고립파 혹은 단파)에 의한 슬리트케이슨체의 전면유공부 및 유수실 내부의 불투과벽체에 작용하는 각 과압의 크기를 비교·검토할 목적으로 수치해석을 수행하였다. 수치해석기법으로 고정도해석법으로 알려진 2차원 및 3차원수치파동수모에 기초한 이상류(二相流) 수치모형을 적용하였으며, 수치실험으로부터 얻어진 본 연구의 주요한 사항을 아래에 기술한다.

① 슬리트케이슨체의 전면유공부에 작용하는 지진해일파의 무차원과압은 비교적 입사파고가 낮을 경우, 직립벽에 작용

Fig. 14. Comparisons of the pressure acting on the inner wall of the slit caisson due to the bore.

Fig. 15. Time evolution of the computed water level fluctuation on the impermeable seabed due to the bore.

하는 지진해일파압에 대해 谷本 등(1984)이 제안한 결과와 같이 깊이의 증가에 따라 비교적 균등한 무차원파압분포를 나타내고, 동시에 정수면상의 처오름높이도 제안식과 잘 일치하지만, 비교적 입사파고가 높은 경우에는 제안식에 비해 처오름높이가 다소 낮게 나타나는 것을 확인할 수 있다.

② 지진해일파의 내습 시, 전면유공벽에 작용하는 무차원 파압에 비해 유수실 내부벽에 작용하는 무차원파압이 보다 크게 나타나는 것을 확인할 수 있다.

③ 동일한 정수면상에서의 높이를 가진 지진해일파와 단주

기파랑의 결과를 비교하면, 전면유공부에서는 단주기파랑에 비해 지진해일의 작용파압이 약 3~5배 높은 결과를 나타내며, 유수실 내부벽에서는 단주기파랑에 비해 지진해일의 작용파압이 약 2~4배 높은 결과를 나타낸다.

④ 입사파고로서 동일한 정수면상의 최고높이를 가진 고립파와 단파의 결과를 비교하면, 고립파의 무차원파압이 단파의 무차원파압에 비해 약간 큰 결과를 나타내지만 그 차이는 미소하고, 불투과성지반과 투과성지반의 차이는 고립파의 결과에 비해 단파의 경우에서 작은 차이를 나타낸다.

본 연구에서 고립파와 단파로 근사되는 지진해일의 작용파압에 대한 비교를 통해 동일한 파고의 단주기파랑보다 지진해일파의 경우가 최대 5배의 파압이 크게 작용하는 것을 확인할 수 있고, 이러한 결과들은 해안 및 항만구조물의 내파설계, 연안방재의 계획 및 정책과 향후의 연안개발계획 등에 기본 자료로 활용될 수 있을 것으로 판단된다.

감사의 글

본 과제(결과물)는 교육과학기술부의 재원으로 한국연구재단의 지원을 받아 수행된 광역경제권 선도사업 인재양성사업의 연구결과입니다.

참고문헌

- 김도삼, 김지민, 이광호, 손병규 (2007). 일본 지진공백역에서의 지진해일이 우리나라의 남동연안에 미치는 영향분석, 한국해양공학회지, 21(6), 64-71.
- 김도삼, 이광호, 허동수, 김정수 (2001). VOF법에 기초한 불투과 잠재 주변파동장의 수치해석, 대한토목학회논문집, 대한토목학회, 21(5-B), 551-560.
- 김창훈 (2007). 파랑작용하 해안·해양구조물의 주변 파동장 및 지반의 동적응답해석에 관한 연구, 박사학위논문, 한국해양대학교.
- 이광호, 이상기, 신동훈, 김도삼 (2008). 복수연직주상구조물에 작용하는 비선형파력과 구조물에 의한 비선형파랑변형의 3차원해석, 한국해양·해양공학학회논문집, 20(1), 1-13.
- 이광호, 최현석, 백동진, 김도삼 (2010). 슬릿트케이스에 의한 반사율과 구조물에 작용하는 파압에 관한 2차원 및 3차원해석, 한국해양·해양공학학회논문집, 22(6), 366-378.
- Akiyama, M. and Aritomi, M. (2002). Advanced numerical analysis of two-phase flow dynamics-multi-dimensional flow analysis, Corona Publishing Co., LTD. Tokyo, JAPAN.
- Amsden, A. A. and Harlow, F. H. (1970). The SMAC method: a numerical technique for calculating incompressible fluid flow., Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-4370, Los Alamos, N.M..
- Brorsen, M. and Larsen, J. (1987). Source generation of nonlinear gravity waves with boundary integral equation method., Coastal Engrg., 11, 93-113.
- Fenton, J. (1972). A ninth-order solution for the solitary wave: Part

- 2., J. of Fluid Mech., 53, 257-271.
- Grimshaw, R. (1971). The solitary wave in water of variable depth: Part 2., J. of Fluid Mech., 46, 611-622.
- Hinatsu, M. (1992). Numerical simulation of unsteady viscous non-linear waves using moving grid system fitted on a free surface., J. of Kansai Soc. Nav. Archit. Japan, No. 217, 1-11.
- Hirt, C. W and Nichols, B. D. (1981). Volume of fluid(VOF) method for the dynamics of free boundaries., J. of Comput. Phys., 287, 299-316.
- Kunugi, T. (2000). MARS for multiphase calculation., CFD J., 9(1), IX-563.
- Lesieur, M., Metais, O. and Comte, P. (2005). Large-eddy simulations of turbulence, Cambridge Univ. Press, New York, N.Y.
- Miyata, H. and Nishimura, S. (1985). Finite-difference simulation of nonlinear waves generated by ships of arbitrary three-dimensional configuration., J. Comput. Phys., 60, 391-436.
- Ohya, T. and Nadaoka, K. (1991). Development of a numerical wave tank for analysis of non-linear and irregular wave field., Fluid Dyna. Res., 8, 231-251.
- Ramsden, J. D. (1993). Tsunami : Forces on a vertical wall caused by long waves, bores, and surges on a dry bed, Ph.D. Thesis, California Institute of Technology, California, USA.
- Rudman, J. D. (1997). Volume-tracking methods for interfacial flow calculations., Int. J. Numer. Methods in Fluids, 24, 671-691.
- Smagorinsky, J. (1963). General circulation experiments with the primitive equations., Mon. Weath. Rev., 91(3), 99-164.
- Tome, M. F. and McKee, S. (1994). GENSMAC : A computational marker and cell method for free-surface flows in general domains, J. of Comput. Phys., 110, 171-186.
- 谷本勝利, 鶴谷一, 中野晋 (1984). 1983年日本海中部地震津波における津波力と埋立護岸の被災原因の検討, 第31回海岸工学講演會論文集, 257-261.

원고접수일: 2011년 1월 28일

수정본채택: 2011년 2월 7일

게재확정일: 2011년 2월 9일