



공학박사학위논문

비선형 PTO 시스템을 고려한 부유식 파력발전장치의 수치 모델링 연구

Numerical study on floating wave energy converters with a nonlinear PTO system

> 울산대학교 대학원 조선및해양공학과 김 성 재

비선형 PTO 시스템을 고려한

부유식 파력발전장치의

수치 모델링 연구

- 지도교수1 정 노 택
- 지도교수2 안 경 관
- 지도교수3 구 원 철
- 이 논문을 공학박사학위 논문으로 제출함

2018 년 08 월

울산대학교 대학원 조선및해양공학과 김 성 재 김성재의 공학박사학위 논문을 인준함

심사위원 이 진 태 Ĥ 정 심사위원 심사위원 박 민 个 심사위원 정 노 택 심사위원 안 경 관 (270) 심사위원 <u>구</u>원 철 to the

울산대학교 대학원 2018년 08월

국문 요약

파력발전장치는 설치 해역의 조건 및 발전 형태에 따라 다양한 발전 형태가 존재하는 데, 시스템과 형태가 간단한 상하운동형 점 흡수식 발전 장치 (HPA, Heaving buoy type point absorber) 는 대량화 혹은 복합발전으로 발전될 가능성이 크다. 이러한 파력발전장치 설계 및 해석을 위해 주로 선형파 이론을 기반으로 한 해석이 주를 이루지만, 실제 파력 에너지를 주로 생산하는 조건은 파고가 높은 비선형파 조건인 경우가 많다. 그렇기 때문 에 선형 해석 위주의 기존 해석 프로그램을 이용한 해석보다는 파랑과 부유체 운동의 비 선형성을 고려하는 연구는 필수적이다.

이러한 비선형파 조건에서의 파력발전장치를 해석하기 위해, 본 연구에서는 3차원 완 전 비선형 포텐셜 수치 조파 수조 (3D-FN-PNWT, Three-dimensional fully nonlinear potential numerical wave tank) 기법을 적용한 해석 프로그램을 개발하였고, 이를 이용하여 HPA의 유체동역학적 성능 해석을 수행하였다. 본 3D-FN-PNWT는 혼합 오일러리안 라그랑지안 기법을 기반으로 하여 비선형 파랑을 묘사하였고, 가속도 포텐셜 법과 간접법을 적용하 여 부유체에 작용하는 순간적인 힘과 그에 따른 변위를 추정하였다. 또, 일정 패널법을 적용하였고, 이에 따른 공간 미분 값을 계산하기 위해 구배 재구성을 위한 최소 자승법 을 적용하였다. 외해 조건을 위해 인공 감쇠 영역을 적용하였으며, 특히 옆쪽 인공 감쇠 영역을 새롭게 제안 및 적용하였다. 또, 다중극 전개법을 이용하여 영향함수 계산 시간을 단축하였으며, 행렬 연산을 위해 GMRES법을 적용하였다. 이와 같이 개발된 3D-FN-PNWT를 검증하기 위해, 파랑 생성 및 전파 문제, 산란 문제, 방사 문제, 부유체 자유 거 동 문제 등을 해석하여 기존의 연구 결과 혹은 이론해 및 실험 결과 등과 비교 검증하였 다.

또한, 본 연구에서는 HPA의 유체동역학적 해석을 위한 3D-FN-PNWT 개발과 더불어 HPA에 적용가능한 유압형 PTO (Power take-off) 시스템을 수치 모델링하였다. 유압형 PTO 시스템을 특성을 고려한 근사 쿨룽 감쇠력의 형태로 나타냈으며, 이를 검증하기 위해 중 소조선연구원에서 3차원 조파 수조에서 실제 유압 PTO 시스템을 적용한 HPA의 실험적 연구를 수행하였다. PTO 시스템의 수치 모델링을 고려한 선형 시간 영역 해석을 함께 수

Π

행하여 그 결과를 실험 결과와 비교 검증하였다.

검증된 유압형 PTO 시스템 수치 모델링을 3D-FN-PNWT에 적용하여, 부유체-파랑-PTO 시스템 간의 완전 연성 해석을 수행하였다. 보다 명확한 해석을 위해, 3D-PNWT를 이용 한 선형 해석, 부분 비선형 해석, 완전 비선형 해석을 수행하였고 비선형 파랑 조건에서 의 부유체 운동 및 추출 파워를 산정하였다. 이를 바탕으로, PTO 시스템 조건에 따른, 파 기울기에 따른, 물 깊이에 따른 HPA의 운동 성능 및 에너지 추출 성능 등을 산정하였다.

1.	서론	1 -
	1.1. 배경지식	1 -
	1.2. 선행연구	5 -
	1.3. 연구 목적 및 내용	12 -
2.	주파수 영역 유체동역학적 해석	15 -
	2.1. 선형과 이론과 부유체 운동	16 -
	2.2. 랜킨 패널법	18 -
	2.3. 주파수 영역 해석	21 -
	2.4. 주파수영역 해석 결과 및 검증	29 -
3.	완전 비선형 포텐셜 수치 조파 수조	32 -
	3.1. 비선형 경계 조건	33 -
	3.2. 인공 감쇠 영역	36 -
	3.3. 구배 재구성을 위한 최소 자승법	38 -
	3.4. 가속도 포텐셜 법	42 -
	3.5. 추가적인 수치 기법	45 -
	3.6. 완전 비선형 포텐셜 수치 조파 수조 흐름도	46 -
4.	완전 비선형 포텐셜 수치 조파 수조 검증	48 -
	4.1. 부유체가 없는 상태에서의 파랑 생성 및 전파 문제	49 -
	4.2. 선형 및 비선형 파랑 하중 중에서의 부유체의 산란 문제 해석	55 -
	4.3. 부유체의 비선형 방사 문제 해석	64 -

	4.4. 선형 및 비선형 파랑 하중 중에서의 부유체의 자유 거동 문제 해석	- 70 -
5. PT	TO(Power Take-off) 시스템	- 74 -
	5.1. HPA의 유압형 PTO 시스템 수치 모델링	- 75 -
	5.2. 3차원 조파 수조 모형 실험	- 78 -
	5.3. 실험 결과 분석 및 유압형 PTO 시스템 수치 모델링 검증	82 -
6. I	과랑-부유체-PTO 시스템의 완전 연성 해석	- 88 -
7. 곁	<u></u> 결론	105 -
8. 추	삼고 문헌	109 -
9. 북	루록	118 -
	9.1. 룬게쿠타(Runge-Kutta) 4차법	118 -
	9.2. Chebyshev five-point smoothing 기법	120 -

그림 목차

Fig. 1-1 Differences in the LCOE composition of wave energy converter between current stage(left)
and commercial stage(right) from Melo and Villate(2016) 2 -
Fig. 1-2 Moveable body type wave energy converter installed in Uljin, South Korea
Fig. 1-3 Relation between wave steepness and operating condition for wave energy converter 4 -
Fig. 1-4 Schematic representation of a moveable body type wave energy converter with a hydraulic
power take-off system 11 -
Fig. 2-1 Comparison of wave elevation on various wave conditions 17 -
Fig. 2-2 Comparison of calculation time with and without multipole expansion method 21 -
Fig. 2-3 Overview of three-dimensional calculation domain for frequency domain hydrodynamic
analysis 26 -
Fig. 2-4 Comparison of hydrodynamic coefficients of a hemispheric buoy with and without multipole
expansion method (ME : Multipole expansion method) 29 -
Fig. 2-5 Comparison of hydrodynamic coefficients for a vertical circular cylinder buoy between in-
house program and commercial software, WAMIT 30 -
Fig. 2-6 Comparison of hydrodynamic coefficients for a rectangular buoy between in-house
program and commercial software, WAMIT 30 -
Fig. 3-1 Calculation domain for three-dimensional potential numerical wave tank
Fig. 3-2 Flow chart for fully nonlinear analysis using potential numerical wave tank
Fig. 4-1 Overview of 3D-PNWT for wave propagation problem 49 -
Fig. 4-2 Snapshots of wave propagation in the 3D-FN-PNWT 50 -
Fig. 4-3 Comparison of time series of wave elevation between numerical and theoretical results
(Num : Numerical results, Theory : Theoretical results) 51 -
Fig. 4-4 Time series of wave elevation on various x coordinates 52 -
Fig. 4-5 Time series of wave elevation on various y coordinates 52 -

Fig. 4-6 Time series of wave elevation on various wave steepness conditions	53 -
Fig. 4-7 Overview of diffraction problem using PNWT	56 -
Fig. 4-8 Elements of a buoy and free-surface near the buoy	56 -
Fig. 4-9 Buoy elements (350 elements)	57 -
Fig. 4-10 Snapshot of diffraction problem using PNWT ($t = 8T, T=3 \text{ sec}$)	57 -
Fig. 4-11 Time series of wave elevation with and without side artificial damping zone (Wave	elevation
measurement point : $x=2\lambda+a, y=1\lambda$)	58 -
Fig. 4-12 Comparison of vertical excitation force on various numbers of free-surface nodes p wave length	er one 59 -
Fig. 4-13 Comparison of vertical excitation force on various time step conditions	59 -
Fig. 4-14 Comparisons of excitation forces for a truncated vertical cylinder on various numer analysis methods (R=d=1m, A=0.1m, Deep water)	rical 61 -
Fig. 4-15 Various frequency components of vertical excitation force for a truncated vertical c (R=d=1m, T=3s, Deep water)	ylinder 62 -
Fig. 4-16 Comparison of horizontal excitation force of bottom-mounted vertical cylinder on	various
wave steepness conditions (R=h=d=1m)	62 -
Fig. 4-17 Overview of radiation problem using 3D-PNWT	63 -
Fig. 4-18 Snapshot for radiation problem ($T = 3s$, $t = 9T$, $A_3 = 0.05m$)	66 -
Fig. 4-19 Time series of buoy displacement, velocity, acceleration, and radiation force ($T = 3$ 0.05m)	s, A ₃ = 67 -
Fig. 4-20 Comparison of added mass and radiation damping coefficient for a vertical cylinde various analysis methods (R=d=1m, h=3m, A ₃ =0.1m)	r buoy on 68 -
Fig. 4-21 Comparison of wave run-up for a forcibly oscillating vertical cylinder (R=1m, R/h= d/h=0.5, A ₃ =0.02m)	=0.2, 68 -
Fig. 4-22 Comparison of 2nd order force components of a radiation force on various analysis (R=1m, R/d=2, h/R=1.5, A ₃ /R=0.05)	methods 69 -
Fig. 4-23 Overview of only heave motion allowed problem using 3D-PNWT	71 -

Fig. 4-24 Snapshot of only heave motion allowed problem using 3D-PNWT ($t = 13T, T=3s$) - 71 -
Fig. 4-25 Time series of the buoy vertical displacement for specific initial condition ($R=d=1m$, $h=3m$, $A=0.1m$, (a) initial displacement. (b) initial velocity)
Fig. 4-26 Comparison of heave RAO on various analysis methods (R=d=1m, h=3m, A=0.05m) 73
Fig. 5-1 Overview of a moveable body type wave energy converter with a hydraulic PTO system - 75 -
Fig. 5-2 Comparison of PTO force between original coulomb damping force and approximate coulomb damping force
Fig. 5-3 Three-dimensional wide wave tank in RIMS (http://www.rims.re.kr/04_support/sub04_1_2_b.asp) - 78 -
Fig. 5-4 Hemispheric buoy connected to platform by mechanical arm
Fig. 5-5 Hydraulic PTO system on the fixed platform 81 -
Fig. 5-6 Overview of three-dimensional experiment for WEC system 81 -
Fig. 5-7 Comparison of heave RAO on various additional damping conditions with a PTO system
(d=0.6m, Δp : Hydraulic PTO pressure difference, C: additional damping, w/: with, w/o: without,
C_1 =3,500 Ns/m, C_q =80,000 Ns ² /m ²) 85 -
Fig. 5-8 Comparison of the time-averaged generated power with a PTO system (d=0.6m, C_1 =3,500 Ns/m, C_q =80,000 Ns ² /m ²) 85 -
Fig. 5-9 Comparison of heave RAO (a) and time-averaged generated power (b) in d= 0.4m (Δp :
Hydraulic PTO pressure difference, C: additional damping, w/: with, w/o: without, C ₁ =3,500 Ns/m,
$C_q = 80,000 \text{ Ns}^2/\text{m}^2)$
Fig. 6-1 Overview of 3D-PNWT for HPA with a hydraulic PTO system 88 -
Fig. 6-2 Time series of velocity (a) and displacement (b) of a buoy, PTO force (c), and the
instantaneous generated power (d) (T=3s, A=0.3m, $\Delta p = 12$ bar) 90 -
Fig. 6-3 Comparison of heave RAO (a) and time-averaged generated power (b) on various hydraulic pressure conditions under linear wave condition (A=0.1m, deep water) 92 -
Fig. 6-4 Comparison of heave RAO (a) and time-averaged generated power (b) on various hydraulic

pressure conditions under nonlinear wave condition (A=0.3m, deep water) 93 -
Fig. 6-5 Comparison of heave RAO (a) and time-averaged generated power (b) on various
hydrodynamic analysis methods (T/T ₀ =1.0, H/ λ =1/20, deep water, Lin: Linear analysis, PN : Partially
nonlinear analysis, FN : Fully nonlinear analysis) 96 -
Fig. 6-6 Comparison of heave RAO (a) and time-averaged generated power (b) on various
hydrodynamic analysis methods (T/T ₀ =0.8, H/ λ =1/20, deep water, Lin: Linear analysis, PN : Partially
nonlinear analysis, FN : Fully nonlinear analysis) 97 -
Fig. 6-7 Comparison of heave RAO (a) and time-averaged generated power (b) on various
hydrodynamic analysis methods (T/T ₀ =1.2, H/ λ =1/20, deep water, Lin: Linear analysis, PN : Partially
nonlinear analysis, FN : Fully nonlinear analysis) 98 -
Fig. 6-8 Comparison of heave RAO (a) and time-averaged generated power (b) on various wave
steepness conditions (Deep water, F _{PTO,max} /F _z =0.5) 102 -
Fig. 6-9 Comparison of heave RAO (a) and time-averaged generated power (b) on various water
depth conditions (H/ λ =1/30, F _{PTO,max} /F _z =0.5) 104 -

1. 서론

1.1. 배경지식

지구 온난화, 미세먼지와 자연재해 등으로 인해 신재생에너지원에 대한 관심이 급증하 고 있다. 이러한 관심은 최근 파리 기후 협약 등을 통해서 잘 나타나는데, 파리 기후 협 약을 통해 전세계 195개국 국가에서 각각 탄소배출량을 줄이기로 선언하였다. 특히 우리 나라의 경우 2030년까지 온실가스 배출 전망치를 37% 줄이겠다고 선언하였다. 온실가스 를 줄이는 효과적인 방안인 신재생에너지원 중 파력발전장치는 에너지 밀도가 높아 차세 대 에너지원으로 관심이 높다. 또한, 삼면이 바다이고 기존의 조선해양분야의 첨단 기술 력을 바탕으로 한 파력발전장치의 개발 및 발전에 접근하기 쉽기 때문에 우리나라에 매 우 적합한 발전 형태 중 하나이다.

Fig. 1-1은 현재 단계의 파력발전장치와 미래에 상용화될 파력발전장치의 균등화 발전 비용 (LCOE, Levelized cost of energy) 과 그 구성을 비교하여 보여준다. 균등화 발전 비용 은 서로 다른 사용가능한 발전 장치에 대해 비교하기 위한 지표 중 하나로, 해당 발전장 치의 장치의 전체 구동 기간 동안 소요될 것으로 예상되는 전체 비용을 구동 기간 동안 생산될 것으로 예상되는 전체 에너지로 나눈 것을 의미한다. IEA-OES 보고서에 따르면, 상용화 단계의 균등화 발전 비용이 현재보다 약 50~75% 감소할 것으로 예상이 된다 (Melo and Villate, 2016). 균등화 발전 비용의 면면을 들여다보면, 현재의 운영비용 (Operating expenditure, OPEX) 이 전체 약 30% 에 해당했으나 상용화 단계에서는 약 14% 로 감소할 것으로 예상된다. 이는 파력발전장치의 지속적인 연구 및 개발을 통해 운영의 효율성이 상당부분 향상될 것으로 예상된다. 그 대신 상용화 단계의 균등화 발전 비용은 구동 장치에 대한 비용의 비중이 클 가능성이 크다. 그리고 동일 보고서에 따르면 상용 화된 파력발전장치의 균등화 발전 비용의 최소값이 다른 해양에너지 발전에 비해 더 적 을 것으로 예상하고 있다. 이를 통해 파력발전장치의 발전 가능성이 다른 해양에너지 발 전 형태에 비해 희망적으로 볼 수 있다.

- 1 -



Fig. 1-1 Differences in the LCOE composition of wave energy converter between current stage(left) and commercial stage(right) from Melo and Villate(2016)

이러한 파력발전장치는 파랑 에너지의 1차 변환 에너지 형태에 따라 진동수주형 (Oscillating water column), 가동 물체형 (Moveable body type), 월류/ 월파형으로 분류할 수 있다. 진동수주형 파력발전장치는 입사하는 파랑에 의해 장치 내부의 챔버 자유표면의 높이를 변화시켜 챔버 상부의 공기 유동을 유발시킨다. 이러한 공기 유동을 활용해 월스 터빈 혹은 임펄스 터빈을 가동시켜 에너지를 변환하는 형태이고, 월파/ 월류형 파력발전 장치는 파랑에 의해 특정 구조물을 넘어 오는 물의 위치 에너지를 운동에너지로 바꾸는 발전장치를 의미한다. 본 연구에서 고려한 가동물체형 파력발전장치에 대해서는 아래 단 락에서 자세히 설명하였다.

• 가동물체형 파력발전장치

가동물체형 발전 방식은 파랑 에너지로 인한 부유체의 기구학적 운동 에너지를 사용가 능한 에너지의 형태로 변환하는 하는 방식을 의미한다. 가동물체형 파력발전장치는 에너 지 추출을 위해 고려한 운동 모드와 구조물의 구성에 따라 여러 가지 다양한 형태로 나 누어진다. 그 가운데 가장 일반적인 형태는 물체의 상하운동을 이용하여 파 에너지를 생 산하는 방법으로, 단일 부유체를 이용하는 단일 상하운동 부유체 시스템 (Single-body heaving buoy), 두 개의 부유체 혹은 몰수체와 부유체의 연성해석을 이용하는 이중 상하운

- 2 -

동 부유체 시스템 (Two-body heaving buoy), 몰수체의 상하운동을 이용한 상하운동 몰수체 시스템 (Fully submerged heaving system) 등이 존재하고, 물체 회전 운동을 이용한 회전 운 동 부유체 (Pitching device) 와 착저된 힌지를 이용한 Oyster 형태의 파력발전장치 등이 존 재한다. 이 가운데 파도의 파장에 비해 작은 크기의 부유체를 이용하는 파력발전장치를 점흡수식 파력발전장치 (Point absorber) 라 일컫는다.

가동 물체형 파력발전장치는 파랑 에너지가 구조물에 간접적인 영향을 미치는 진동수 주형 파력발전장치와 달리, 직접적인 파랑 에너지의 영향을 받기 때문에 비교적 높은 에 너지 효율을 가지고 있다. 에너지 흡수 장치 (Power Take-Off system, 일명 PTO 장치) 의 경우, 유압 장치를 이용한 유압형 시스템 혹은 선형 발전기 방식 형태들이 고려되고 있 다. 또한, 가동 물체형 파력발전장치의 경우 간단한 시스템을 가지고 있어 대량화 혹은 복합발전 등으로 확장하기 유리하다. Fig. 1-2는 에너지 기술 평가원의 지원을 받아 설계 및 실증 연구한 상하운동형 파력발전장치의 모습을 보여준다. 이와 같은 발전 형태는 차 후 해상 풍력 혹은 부유식 태양광 발전과의 연계 또한 가능한 형태이다.

본 연구에서 고려한 파력발전장치의 형태는 Fig. 1-2와 유사한 단일 부유체의 상하운동 형 점 흡수식 파력발전장치 (HPA, Heaving buoy type point absorber) 이다.



Fig. 1-2 Moveable body type wave energy converter installed in Uljin, South Korea

파력발전 부유체의 비선형 해석

파력 발전 부유체를 해석하기 위한 기존의 일반적인 기존 해석 방법은 주파수 영역 유 체 동역학적 해석과 이를 기반으로 한 커밍스 방정식 (Cummins equation; Cummins, 1962) 을 적용한 해석 기법이 주를 이룬다. 하지만, 이와 같은 해석 기법은 파장에 비해 파고가 작은 선형파 이론 (Linear wave theory) 을 기반으로 하여 부유체의 선형 운동 성능 해석에 적합하다. 선형파 이론에 따르면, 파도의 파고가 매우 작을 때 파도의 형태가 사인 (Sine) 함수와 같은 조화함수의 형태로 표현되는데, 이로 인해 기인된 부유체의 운동 또한 선형 조화 함수의 형태로 발생함을 가정하여 해석을 수행한다. 이러한 해석 방법은 심해 조건 의 부유식 해양구조물 해석을 위해 많은 연구가 진행되어왔다.

하지만, 파랑 에너지는 파고의 제곱에 비례한다. 그렇기에 파고가 높을수록 파랑 에너 지는 파고의 제곱에 비례하여 높아진다. Fig. 1-3은 파 기울기 (Wave steepness) 에 대한 파 랑의 분류 및 파력발전장치의 가동 여부 등을 보여준다. 파 기울기는 *H*/λ 로 나타낼 수 있는데, 여기서 *H*는 파도의 파고 (Wave height) 를, λ는 입사파의 파장 (Wave length) 을 의 미한다. 먼저 파 기울기가 1/100 이하인 경우, 선형파 조건에 해당하며, 이러한 조건에서 는 앞서 언급했던 기존의 일반적인 해석 방식이 적합하다. 하지만, 파 기울기가 증가함에 따라 파도의 비선형성이 증가하게 된다. 이 경우 파랑 에너지 마저 증가하게 되지만, 이 를 해석하기 위해 기존의 선형파 이론을 기반으로 한 해석 방법은 적합하지 않다. 이러 한 비선형 파도 조건에서의 파력발전장치 설계 및 해석은 필수적으로 수행되어야 하지만, 기존의 해석 프로그램을 통해 해석은 매우 어렵다.

Low		Η/λ	High	
	Linear wave region	Nonlinear wave region		
	Operating condition	Survival condition		

Fig. 1-3 Relation between wave steepness and operating condition for wave energy converter

1.2. 선행연구

• 파력발전 부유체의 유체동역학적 비선형 해석

파력발전 부유체의 유체동역학적 비선형해석에 대한 관심을 근래에 증가하고 있다. 유 체동역학적 비선형 해석을 위한 방법으로는 CFD (Computational Fluid Dynamics) 를 이용한 방법과 전통적인 포텐셜 유동해석을 이용한 방법으로 나눌 수 있다. CFD 해석은 포텐셜 유동 모델에서 고려되지 않는 점성을 고려하는 장점을 가지고 있지만, 정확한 고려를 위 해서는 상당히 많은 수의 입자 혹은 격자가 필요하기에 기존의 포텐셜 유동을 활용한 해 석 방법에 비해 계산 시간이 상당히 오래 걸린다. 최근에는 입자법을 통한 극한 환경에 대한 파력발전장치의 안정성에 대한 해석 또한 이루어 지고 있다 (Henry et al. 2014; Edge et al. 2014; Yeylaghi et al. 2015, 2016).

포텐셜 유동을 이용한 유체동역학적 비선형 해석 방법 또한 부분 비선형 해석 (Partially nonlinear analysis, PN) 과 완전 비선형 해석 (Fully nonlinear analysis, FN) 등으로 분 류할 수 있다 (Penalba et al. 2017a). 본 절에서는 본 연구의 해석 모델인 가동물체형 파력 발전장치에 대한 기존 연구를 위주로 기술하였다. 부분 비선형 해석은 기존의 선형 포텐 설 유동 유체동역학적 해석 방법을 바탕으로 하여 추가적으로 부유체에 작용하는 특정 힘의 비선형성을 고려하는 방법을 의미한다. 보통 푸르드 클로브 (Froude-krylov, FK) 힘을 매 순간 몰수 면적에 대해 계산하여 적용하거나 방사력과 산란력의 2차 주파수 성분을 추가적으로 고려하는 방식이다. 이와 관련된 연구로, Babarit et al. (2009) 은 부유체의 상하 운동 변위에 따라 부유체의 몰수면 경계면을 다시 생성하는 방법 (Remeshing 기법) 으로 부유체의 순간적인 몰수 면적을 나타냈고, 이를 이용해 부유체에 작용하는 비선형 FK 힘을 고려하였다. 또, Merigaud et al. (2012) 은 동일한 기법을 통해 비선형 FK 힘을 고려하 고, 방사력과 산란력의 2차 주파수 성분을 함께 고려하여 파력발전 부유체에 대한 부분 비선형 해석을 수행하였다. 또, Giorgi and Ringwood (2017) 는 수학적으로 표현이 가능한 간단한 부유체의 몰수 면적으로 이론해로 표현하여 비선형 FK 힘을 고려하였다.

완전 비선형 해석은 기존의 선형 포텐셜 유동을 기반으로 한 유체동역학 해석 방법

- 5 -

(대다수의 상용프로그램에서 적용, 예: WAMIT, ANSYS-AQWA, WADAM, NEMOH 등) 과 달리 직접 시간 영역 방법인 포텐셜 수치 조파 수조 (Potential numerical wave tank, PNWT) 기법을 이용한 해석을 의미한다. PNWT 기법은 일반적으로 경계요소법을 기반으로 하여 실제 조파 수조와 같이 부유체 경계면, 자유표면 경계면, 입사파 경계면, 옆 벽면 및 뒷 벽면, 바닥 경계면 등을 수치 모델링하여 나타내는 방법으로, 매 순간 마다 부유체 경계 면과 자유표면 경계면의 위치를 그 변화에 따라 재배열함으로 비선형 파도와 이에 따른 부유체의 운동을 묘사하는 방법을 뜻한다. 이러한 PNWT 기법을 이용한 완전 비선형 가 동물체형 파력발전장치 해석에 대한 선행 연구는 상당히 드물게 진행되어 왔는데, Guerber et al. (2012) 은 2차원 완전 비선형 NWT 기법 (2D-FN-PNWT) 을 통해 완전 잠긴 수평 원통형 실린더의 상하운동을 이용한 파력발전장치에 관한 연구를 수행하였다. 또, Abbasnia et al. (2015) 와 Abbasnia and Soares (2018) 는 2D-FN-PNWT 기법을 활용하여 회전 운동하는 완전 잠긴 수평 원통형 실린더의 운동 성능 및 추출 파워 등을 추정하였다.

Table 1-1은 비선형 유체동역학적 해석을 수행한 가동물체형 파력발전장치에 관한 해석을 정리하였다. 이와 같이 부분 비선형 해석의 경우, 주로 선형 PTO 시스템과 HPA에 대한 해석이 주를 이뤘지만 주로 선형 PTO 시스템을 고려하였고, FN-PNWT를 활용한 완전 비선형 해석은 주로 완전 잠긴 파력발전 몰수체를 이용한 2차원 모델에 대해서만 연구가 진행되어 왔다.

Analysis method	Paper	Mode of motion	PTO system	Nonlinearity
Partially	Babarit et al. (2009)	Heave	Linear	Nonlinear FK force (Remeshing scheme)
nonlinear analysis	Merigaud et al. (2012)	Heave	Linear	Nonlinear FK force, 2nd order radiation/diffraction force
(PN)	Giorgi and Ringwood (2017)	Heave	Linear	Nonlinear FK force (Theoretical solution)
Fully nonlinear	Guerber et al. (2012)	Heave	Linear	Two dimensional Fully Nonlinear Numerical Wave Tank
analysis (FN)	Abbasnia et al. (2015) Abbasnia and Soares (2018)	Pitch	Linear	Two dimensional Fully Nonlinear Numerical Wave Tank

Table 1-1. Literature review on numerical studies conducted by applying nonlinear hydrodynamic analysis for a moveable body type wave energy converter system

● 포텐셜 수치 조파 수조(Potential numerical wave tank, PNWT)

앞서 언급되었던 PNWT 기법은 Longuet-Higgins and Cokelet (1976) 에 의해 제안된 혼합 오일러리안 라그랑지안 법 (Mixed Eulerian Lagrangian method, MEL) 을 기반으로 하여 비선 형 파랑을 묘사한다. 이 방법은 먼저 오일러리안 관점으로 유체 도메인에서의 포텐셜 유 동 해석을 수행하고 라그랑지안 관점에서 자유표면 및 부유체의 경계면의 움직임을 추적 하는 방식이다. 이를 기반으로 비선형 파랑 묘사 및 부유체-파도 상호작용, 전진하는 배 의 부가 저항 문제 등에 많이 적용된다.

PNWT 기법을 이용한 부유체-파도 상호작용 연구는 1980년대부터 많은 연구자들을 통 해 진행되어 왔는데, 주된 연구를 다음과 같은 3가지로 분류할 수 있다.

- 1) 부유체의 산란 문제
- 2) 부유체의 방사 문제
- 3) 부유체의 자유 거동 문제

부유체의 산란 문제는 고정된 부유체에 입사파를 작용시켜 파도가 산란됨에 따라 발생 되는 영향을 고려하는 것이고, 부유체의 방사 문제는 정수 (Calm water) 중에 강제 운동하 는 부유체로 인해 방사되는 파랑의 의한 영향을 추정하는 것을 의미한다. 또 부유체의 자유 거동 문제는 부유체의 운동을 구속하지 않은 상태에 입사하는 파랑에 의해 움직이 는 부유체의 운동을 추정하는 것을 의미한다.

먼저, 부유체의 산란 문제에는 Yang and Ertekin (1992) 은 3D-PNWT 기법을 적용하여 고 정된 부유체에 매 순간 작용하는 파랑 하중을 추정하기 위한 연구를 수행하였다. 이를 위해 4차 AB (Adams-Bachford) 방법과 방사 경계 조건으로 Sommerfeld (1949) 경계조건을, 입사파는 스톡스 2차 파랑을 고려하였다. Boo and Kim (1996) 은 또한 비선형 PNWT 기법 을 적용하여 원통형 실린더에 대한 규칙파 조건에서의 산란 문제를 해결하였다. 이를 바 탕으로 Boo (2002) 는 선형 및 비선형 불규칙 파랑 조건에서 고정된 구조물로 인한 산란

- 7 -

파를 묘사 및 해석하였다. 이를 위해 고차 경계요소법과 외해 조건을 위한 인공 감쇠 영 역 (Artificial damping zone) 을 적용하였다. Ferrant et al. (2003) 은 고정된 원통형 부유체의 산란 문제에 대해 2차 산란 접근 (2nd order diffraction approach) 과 완전 비선형 해석을 비 교하였는데, 완전 비선형 해석이 더 정확함을 확인하였다. Bai and Eatock taylor (2007) 은 효과적인 계산을 위해 계산 도메인을 분할하여 고차 경계요소법을 기반으로 한 3D-PNWT를 고려했고, 이를 통해 비선형 규칙파와 집중파 (Focused wave) 에 대한 산란문제 를 해결하였다. 이러한 산란문제를 해결함으로 방해물 (부유체 혹은 바닥면) 이 있을 때 의 파랑 변화의 묘사와 파랑에 의해 부유체에 작용하는 힘 등을 추정할 수 있다.

부유체의 방사문제의 선행 연구는 다음과 같다. Issacson and Ng (1993, 1995) 은 2차원 및 3차원 부유체에 대해 2차 파랑 상호작용 (2nd wave interaction) 을 적용하여 시간영역에서 의 방사문제를 해결하였다. 또, Wu and Eatock taylor (1995) 은 2차원 유한요소법을 기반으 로 한 PNWT 기법을 적용하여 완전 비선형 파랑의 방사문제를 해결하였다. Maiti and Sen (2001) 은 2D-PNWT의 해석을 통해 강제 진동하는 단동선 및 쌍동선 선체의 2차원 단면 에 의한 방사문제를 해결하였다. Koo and Kim (2006) 은 2D-PNWT 기법을 적용해 Wedge형 조파 장치에 대한 방사문제를 해결하였다. Datta and Sen (2006) 은 부유체의 경계면을 보다 명확히 표현하기 위해 B-spline을 적용하였고, 3D-PNWT를 이용하여 반구와 Wigley 선체 에 대한 방사/산란 문제 해석을 수행하였다. Bai and Eatock taylor (2006) 는 고차 경계 요소 법을 기반으로 한 3D-PNWT를 적용하여 원통형 부유체에 대한 방사문제를 해결하였다. 이를 방사력과 부가질량, 방사 감쇠 계수 등을 선형 해석 결과와 비교함으로 검증하였다. Zhou et al. (2013) 은 Bai and Eatock taylor (2006) 논문을 기반으로 하여 원통형 실린더에 대 한 다양한 운동 모드의 방사 문제를 해결하였다. 이와 같은 방사문제를 통해, 부유체의 운동을 인해 발생되는 방사파의 영향을 추정할 수 있다.

앞선 산란 문제와 방사 문제를 통한 검증을 완료한 후, 다음과 같은 부유체의 자유 거 동 문제를 해결할 수 있다. 하지만, 부유체의 자유 거동 문제를 정확하게 추정하기 위해 서는 부유체 운동과 자유표면 변화에 따른 부유체의 순간적인 몰수 면적과 이에 따른 부 유체에 작용하는 힘을 정확히 계산해야만 한다. 하지만, 이를 계산해 필수적으로 계산되 어야 하는 정확한 속도 포텐셜의 시간 미분 값(φ,)을 구하기 어렵다. 이를 계산하기 위해 일반적으로 유한 차분법의 일종인 후방 차분법 (Backward difference method) 이 적용되는

- 8 -

데, 매 순간 정확한 부유체에 작용하는 힘이 구해져야 하는 FN-PNWT 기법에서는 큰 오 차를 유발한다. 이러한 차이를 없애기 위해, 가속도 포텐셜 법 (Acceleration potential method) 을 적용할 수 있다. 이는 가속도 포텐셜 영역에서 경계 적분 방정식을 해결함으 로 매순간 부유체에 작용하는 정확한 힘을 계산하는 방법이다. 이를 위해, 가속도 영역에 서의 부유체 경계면의 경계조건을 정확하게 묘사하는 것이 매우 중요하다. 이와 관련된 주요 연구로 Cointe et al. (1990) 는 부유체 경계면 계산점의 속도를 부유체 경계면 위에 존재하는 물입자의 가속도로 가정하여 적용하였고, Tanizawa (1995) 는 부유체의 경계면에 서 미끄러 지는 물 입자의 가속도로 나타내어 이를 표현하였다. 이외에도 Vinje and Brevig (1981), Kang (1988), Beck et al. (1994) 등이 각자의 방법으로 부유체 경계면의 조건을 묘사 하였으나, 주로 앞선 두 논문의 활용 혹은 확장한 연구가 주를 이룬다. Bandyk and Beck (2011) 은 이러한 가속도 포텐셜 법의 부유체의 경계조건에 대해 정리하였고, Letournel et al. (2017) 은 Cointe et al. (1990) 과 Tanizawa (1995) 의 식을 동일한 표기를 적용하여 통합 정리하였다.

이러한 가속도 포텐셜 법을 통해 부유체에 때 순간 작용하는 정확한 ¢,를 계산할 수 있다. 하지만, ¢,는 부유체의 가속도 성분을 포함하기 때문에, 부유체에 작용하는 힘과 함께 부유체의 변위를 동시에 계산해야 한다. 이를 위한 4가지 방법이 존재하는데, 먼저 는 부유체의 가속도 성분을 부유체의 각 운동 모드에 따라 구분하여 나타내는 방법인 '모드 분해법'이 있다. Vinje and Brevig (1981) 에 의해 처음 제안되었고, 추후 Cointe (1989) 에서 확장하였고 Koo and Kim (2004) 등이 적용한바 있다. 두번째 방법인 '반복법'은 예측 수정자법 (Predictor-corrector method) 을 이용하여 부유체의 가속도를 추정하는 방법으로, Sen (1993) 과 Cao (1994) 가 적용하였다. 세번째 방법은 '간접법 (indirect method)'로 가속 도 포텐셜 영역에서 지배방정식을 만족시키는 임의의 포텐셜을 적용하는 방법으로, Wu and Eatock taylor (1996) 이 제안하였고 많은 연구자들을 통해 적용된 바 있다 (Kashiwagi, 1996; Wu and Eatock Taylor, 2003; Bai and Eatock taylor, 2006; Zhou et al., 2013; etc). 마지막으로 '임플리싯 법'(Implicit method) 는 Tanizawa (1995) 에 의해 제안된 방법으로 오일러의 운동 방정식에 가속도영역 경계 조건을 적용해 해결하는 방법이다.

이런 가속도 포텐셜법을 적용한 PNWT를 통한 부유체의 운동응답 연구는 Koo and Kim

- 9 -

(2004, 2007) 은 일정요소법을 적용한 2D-PNWT 기법을 적용하여 다양한 부유체의 비선형 운동응답을 추정하였다. 해당 논문에서 Tanizawa의 가속도 포텐셜 법과 모드 분해법 등 을 정리한바 있다. 이러한 연구를 바탕으로 Lee et al. (2013) 과 Kim et al. (2015a) 은 BBDB 형 부유식 파력발전장치에 대한 연구를 수행하였다. Bai and Eatock taylor (2009) 는 저자들 의 앞선 논문 (Bai and Eatock taylor, 2006, 2007)을 기반으로 하여 3차원 고차요소법을 고려 한 PNWT 기법을 적용하여 원통형 부유체와 나발모양의 원통형 실린더 (Flared vertical cylinder) 에 대한 자유 거동 문제 해석을 수행하였다. 이를 위해, Wu and Eatock taylor (2003) 의 간접법을 적용하였고, 역행렬 연산을 위해 수치적으로 안정된 LU 분해법을 적용하였 다. Abbasnia and Ghiasi (2013) 은 2D-PNWT 기법을 적용하여 완전 잠긴 두 수평 실린더 부 유체의 운동성능을 추정하였다. 이때, 부유체 경계면과 자유표면 경계면의 고차 공간 미 분을 계산하기 위해 NURBS(Non-uniform rational B-spline)을 적용하였다. 이를 토대로 Abbasnia et al. (2015) 와 Abbasnia et al. (2017) 은 완전 잠긴 몰수체를 이용한 2차원 파력발 전장치에 대한 해석을 수행하였다. 이를 또한 Zhou et al. (2015, 2016) 은 3차원 고차요소법 을 고려한 PNWT 기법을 적용하여 스톡스 5차 파랑과 고립파 (Solitary wave) 에 대한 나 팔 모양의 수직 부유체에 대한 운동 응답을 추정하였는데, Ferrant (2003) 에 의해 제안된 입사파 포텐셜과 Disturbed 포텐셜로 나누어 표현하는 방법을 사용하였다. Abbasnia and Soares (2017) 는 Wigley 선체의 운동을 3차원 NURBS를 적용한 PNWT 기법을 고려하여 해석하였다.

이외에도 PNWT 기법은 전진속도를 가지는 배에 대한 조파 저항 해석과 파랑 패턴 분 석등을 위해서도 많은 연구가 진행되고 있다(Sung and Grilli, 2007; Yan and Liu, 2011).

● 가동물체형 파력발전장치 PTO 시스템 수치 모델링

가동물체형 파력발전장치의 PTO 시스템으로는 선형발전기 혹은 유압형 PTO 시스템이 주로 사용된다. 일반적으로 PTO 시스템을 적용한 해석을 수행하기 위해, Mass-Spring-Damper 시스템으로 묘사하여 적용한 연구들이 수행되어왔다 (Falnes, 2002; Clement and Babarit, 2012; Zurkinden et al., 2014; Zhang et al., 2018). 하지만, 이런 방법은 실험 혹은 추가

- 10 -

적인 해석을 통해 PTO 시스템의 Mass-Spring-Damper에 해당하는 계수들을 추가적으로 산정해야만 한다. 유압형 PTO 시스템을 수치적으로 직접 묘사하기 위해 많은 연구들이 진행되고 있는데, Falcao (2007, 2008) 는 유압실린더, 축압기, 유압 모터로 구성된 유압형 PTO 시스템의 수치 모델링하여 다양한 위상 제어 기법을 적용했다. 이 때, 제어 기법을 적용하기 위해, 유압 실린더가 부유체에 직접 미치는 영향을 실린더 내부 압력과 면적으 로 계산된 쿨룽 감쇠력 (Coulomb damping force) 의 형태로 나타냈다. Ricci et al. (2008) 은 동일한 쿨룽 감쇠력의 형태의 유압형 PTO 시스템을 적용하여 기존의 해석 방법인 선형 감쇠력으로 구성된 PTO 시스템과 비교하였다. Babarit et al. (2012) 은 쿨룽 감쇠력의 수치 적 오차를 줄인 근사 쿨룽 감쇠력 (Approximate coulomb damping force) 를 적용하여 유압 형 PTO 시스템 수치 모델링을 적용하였으며, 다양한 형태의 파력발전장치와 다양한 설 치 목표 지역에 대해 수치 해석을 수행하였고 이를 비교하였다. 이 외에도 많은 연구자 들이 유압 시스템의 하위 시스템까지 모델링하여 진행하고 있다 (Garcia-Rosa et al., 2014; Antolín-Urbaneja et al., 2015; Wang and Isberg, 2015; Penalba et al., 2017b).



Fig. 1-4 Schematic representation of a moveable body type wave energy converter with a hydraulic power take-off system

1.3. 연구 목적 및 내용

본 연구의 목적은 높은 파고의 파랑 하중에서의 상하운동형 점 흡수식 파력발전장치 (HPA) 의 전체 시스템을 통합 모델링하여 HPA의 운동 성능 및 에너지 추출/변환 성능 등을 추정하는 것이다. 이를 위해, 3차원 완전 비선형 포텐셜 수치 조파 수조 (3D-FN-PNWT) 수치 모델링을 완성하였다. 이와 동시에, 유압형 PTO 시스템을 수치 모델링하여 적용함으로 파랑-부유체-PTO 시스템에 대한 완전 연성해석을 수행하였다. 이를 기반으로 높은 파고의 파랑과 PTO 시스템, 바닥면 효과 등에 의한 HPA의 성능 변화를 추정하였 다.

본 연구에서는 높은 파고 조건에서 부유체의 운동 성능을 추정하기 위해, 3차원 완전 비선형 포텐셜 수치 조파 수조(3D-FN-PNWT) 기법을 적용한 수치 모델링을 완성하였다. 이러한 3D-FN-PNWT 기법은 높은 파고의 비선형 파랑을 묘사하기 위한 혼합 오일러리안 라그랑지안 법과 이에 따른 정확한 부유체의 힘과 변위를 묘사하기 위한 가속도 포텐셜 법을 적용하였다. 본 연구에서는 이러한 수치 해석 기법과 함께 일정패널법을 적용하였 고, 임의의 요소 배열에서 물리량의 공간 미분 값을 계산하기 위해 '구배 재구성을 위한 최소 자승법 (Least square gradient reconstruction method)'을 적용하였다. 또, 요소들의 재배 열시 필요한 공간 내삽법으로 '역거리 추정법 (Inverse distance method)'를 적용하였다. 그 리고 외해 조건을 구현하기 위해, 자유표면의 끝부분에 인공 감쇠 영역을 적용하였다. 특 히 옆면 인공 감쇠 영역 (Side artificial damping zone) 을 각 위치에 따른 스위치 함수를 적 용하여 새롭게 제시하였다. 이렇게 개발된 3D-FN-PNWT를 기존 연구 및 실험 결과들과 비교하여 검증하였다.

Table 1-2는 비선형 파랑 중에서의 부유체의 운동 해석을 위한 기존에 개발된 FN-PNWT 수치해석모델과 본 연구를 통해 개발된 FN-PNWT 수치해석모델을 비교하였다. 본 표에서 비교한 선행 연구는 혼합 오일러리안 라그랑지안 법과 가속도 포텐셜 법을 적용 한 수치해석모델로 국한하여 나타냈다. 부유체-파도의 상호작용에 의한 완전 비선형 해 석을 위해서, 부유체와 자유표면의 경계 조건을 나타내기 위해 공간 미분 값을 정확히 계산하는 것이 매우 중요한데, 2차원 해석시에는 유한 차분법을 통해 계산 가능하고 좀더

- 12 -

정확히 계산하기 위해 B-spline을 적용하기도 하였다. 하지만, 3D-FN-PNWT의 경우 임의 의 3차원 요소에 대해 공간 미분 값을 계산하기 어렵기에 보통 고차 요소법을 적용하여 계산하거나 B-spline 혹은 NURBS를 적용하여 계산하다. 하지만, B-spline 혹은 NURBS의 경우 복잡한 계산 과정이 추가되어야 하고, 고차 요소법의 경우도 다른 경계면 사이에 위치하는 노드의 경계조건 문제가 유발된다. 이런 문제를 해결하기 위해 본 연구에서는 구배 재구성을 위한 최소 자승법을 적용하였다.

Table 1-2 Comparison of numerical schemes used in previous and present studies applying FN-PNWT technique

	Element	Dimension	Calculation method for the buoy displacement	Calculation of the spatial derivatives
Koo and Kim (2004)	Constant panel method	2D	Mode decomposition method	Finite difference method
Bai and Eatock talyor (2009)	High order element method	3D	Indirect method	High order element method
Abbasnia and Ghiasi (2013)	Constant panel method	2D	Implicit method	NURBS
Zhou et al. (2015a)	High order element method	3D	Indirect method	High order element method
Abbasnia and Soares (2017)	Constant panel method	3D	Implicit method	NURBS
Present	Constant panel method	3D	Indirect method	Least square gradient reconstruction method

또, 본 연구에서는 HPA의 유압형 PTO 시스템을 수치 모델링하여 PNWT에 적용함으로 파랑-부유체-PTO 시스템 간의 연성 해석을 수행하였다. 본 PTO 시스템 수치 모델링을 비교 검증하기 위해, 실제 유압형 PTO 시스템을 적용한 3차원 조파 수조 실험을 수행하 였고 이를 수치해석결과와 비교하여 검증하였다.

검증된 3D-FN-PNWT와 유압형 PTO 시스템 수치 모델링을 함께 적용하여 파랑-부유체

- 13 -

-PTO 시스템 간의 연성해석을 수행하였다. 연성해석으로 인한 부유체의 운동 성능 변화 를 명확히 규명하기 위해, 3D-PNWT를 이용한 다양한 유체동역학적 해석 방법에 대한 해 석을 수행하였다. 3D-PNWT를 적용한 유체동역학적 해석 방법으로는 선형 해석, 부분 비 선형 해석, 완전 비선형 해석을 적용 하였다. 이를 토대로 최대 에너지 추출을 위한 최적 의 PTO 조건을 산정하였고, 최적 PTO 조건에서 다양한 파도 조건을 적용하여 파랑의 비 선형성에 따른 HPA의 성능 변화와 다양한 물 깊이 조건에 따른 바닥면 효과 등을 추정 하였다.

본 논문의 구성은 다음과 같다. 제 2 장에서 3D-FN-PNWT 개발에 앞서 수행된 3차원 주파수 영역 유체동역학 수치해석 모델링 개발 내용 및 결과 검증을 나타냈다. 그리고 제 3 장에서 3D-FN-PNWT의 해석 기법에 구체적으로 적용된 수치 기법들 설명하였고, 제 4 장에서는 3D-FN-PNWT 수치해석모델을 기존 연구의 결과 및 상용프로그램 결과와 비교 검증하였다. 제 5 장에서는 유압형 PTO 시스템 수치 모델링 내용과 이를 검증하기 위해 수행된 3차원 조파 수조 실험에 대해 나타내고, 이를 비교 검증하였다. 제 6 장에서 앞서 검증된 유압형 PTO 시스템의 수치 모델링을 고려한 3D-FN-NWT을 통한 완전 비선 형 해석을 수행하였다. 이를 통해 최적의 PTO 시스템 조건을 산정하고 다양한 파랑의 조건과 물 깊이 조건에 따른 효과들을 추정하였고, 제 7 장은 결론 순으로 구성하였다.

2. 주파수 영역 유체동역학적 해석

본 장에서는 완전 비선형 해석을 위한 FN-PNWT 개발에 앞서, FN-PNWT의 기초가 되는 랜킨 패널법을 기반으로 한 3차원 주파수 영역 해석 프로그램을 먼저 개발하였다. 본 주파수 영역 해석 프로그램을 먼저 개발 및 검증함으로 랜킨 패널법에서 필수적으로 고 려되는 영향 함수 (Influence matrix) 계산의 정확성을 확인 및 검증하였다. 이렇게 확인 및 검증된 영향 함수 계산 방법을 차후 3 장에서 3D-FN-PNWT 기법에 적용하였다.

그래서 본 장의 2.1 절에서는 주파수 영역 해석을 위한 파도와 부유체 운동에 대한 기 본 가정에 대해 설명하고, 2.2 절은 랜킨 패널법에 대해, 2.3 절은 주파수 영역 해석 방법 과 경계 조건에 대해 설명하였다. 마지막으로 2.4 절에서는 본 주파수 영역 프로그램을 기존의 상용프로그램과 비교 검증함으로써, 본 연구에서 고려된 영향함수 계산 방법을 검증하였다.

2.1. 선형파 이론과 부유체 운동

실제 해상에서의 파도는 방향과 다양한 주기 및 파고를 가지는 파도로 이루어져 있다. 이러한 실제 해상의 파랑은 일반적으로 여러 개의 규칙파의 합으로 이루어졌다고 볼 수 있다 (중첩법). 식 2.1은 조선해양공학 분야에서 일반적으로 사용되는 무한 수심에서의 3 차 스톡스 파도의 높이 (3rd order stokes wave elevation) 을 의미한다 (Dean and Dalrymple, 1991).

$$\eta = A \left\{ \cos(kx - \omega t) + \frac{1}{2}kA\cos 2(kx - \omega t) + \frac{3}{8}(kA)^2 \cos 3(kx - \omega t) \right\}$$
(2.1)

여기서, η는 파도의 높이 (Wave elevation), A는 입사파 진폭, k는 파수 (Wave number), ω는 입사파 주파수를 의미하는데, 파랑의 비선형성을 파고 (H,=2A) 와 파장 (λ) 의 비로 표현할 수 있다. 여기서 파고와 파장의 비를 파 기울기 (Wave Steepness) 라고 지칭 한다. 파 기울기가 아주 작은 경우 (½≈1/100), kA의 값이 상당히 작아져 입사파의 높 이를 구성하는 항이 첫번째 항인 입사파 주파수 성분의 항만으로 구현된다. 이 경우를 선형파 (Linear wave) 라고 말한다. 하지만, 파 기울기가 증가하면 동시에 kA의 값이 증 가하면서 파도의 높이를 구성하는 고차 주파수 성분 항들의 영향이 커진다. 그리고 보통 이론적으로 파 기울기가 최대 1/7이 되면, 파도가 깨진다. 그림 2-1은 선형파, 2차 스톡스 파랑, 3차 스톡스 파랑을 보여준다. 식 2.1에서의 계측 위치를 x=0으로 고정하고 시간에 대해 나타내어 비교하였다. 이때, x 축은 입사파 주파수와 시간의 곱으로 나타냈고, y 축 은 자유표면의 높이를 입사파의 진폭으로 나누어 나타냈고, kA를 1로 정하였다 (H/λ=1/π). 비선형항으로 인해 파형이 달라지는 것을 확인할 수 있다. 선형파 조건에 서 파도의 마루와 골의 절대 값이 동일하지만, 스톡스 고차 주파수 성분이 고려될수록 파도의 마루가 골보다 더 커지는 현상이 나타남을 볼 수 있다.



Fig. 2-1 Comparison of wave elevation on various wave conditions

기존의 해양 구조물 설계할 때, 주로 먼 바다에 있는 해석이 주를 이루기에 선형파 이 론을 기반으로 한 해석들이 주로 수행되어 왔다. 그래서 파도를 입사파 주파수를 따라 움직이는 코사인함수로 가정하였고, 이러한 파도에 의해 부유체에 작용하는 각종 힘과 부유체의 운동 또한 입사파 주파수를 가지는 코사인함수의 형태로 나타낼 수 있다. 다음 은 부유체의 진폭, 속도, 가속도를 나타낸다.

$$\xi(t) = \xi_0 \cos(\omega t + \theta)$$

$$\dot{\xi}(t) = -\omega \xi_0 \sin(\omega t + \theta)$$

$$\ddot{\xi}(t) = -\omega^2 \xi_0 \cos(\omega t + \theta)$$

(2.2)

여기서, *ξ*, *ξ*, *ξ*는 각각 부유체의 운동 진폭, 속도, 가속도 등을 의미한다. 이러한 선형 파 이론과 부유체의 선형 운동 응답에 대한 가정으로 주파수 영역 유체동역학적 해석이 수행된다.

2.2. 랜킨 패널법

선박이나 해양구조물의 유체동역학적 해석 시, 점성의 영향이 크지 않아 포텐셜 유동 (Potential flow) 으로 가정하여 해석을 수행해 왔다. 포텐셜 유동는 비점성 (Inviscid), 비회 전성 (Irrotational), 비압축성 (Incompressible) 의 유체을 의미한다. 속도 포텐셜 (Velocity potential) 은 이러한 포텐셜 유동의 특성을 쉽게 나타내기에 적합하다.

$$\vec{V} = \nabla \phi \tag{2.3}$$

여기서 V 는 유체의 속도, ∅ 는 속도 포텐셜을 나타낸다. 속도 포텐셜은 스칼라 (Scalar) 으로 복잡한 유체 유동 현상을 쉽게 표현이 가능하여 널리 사용되고 있다. 유체 유동은 연속방정식이 만족하게 되는데, 비압축성 유동의 경우 라플라스 방정식이 성립하게 된다. -18-

$$\nabla \cdot V = \nabla \cdot (\nabla \phi) = \Delta \phi = 0 \tag{2.4}$$

또, 라플라스 방정식은 그린 2차 정리 (Green's 2nd identity) 에 의해 경계 적분 방정식 (식 2.5) 으로 변환이 가능하다.

$$\alpha \phi = \iint_{S} \left(\phi \frac{\partial G}{\partial n} - G \frac{\partial \phi}{\partial n} \right) dS$$
(2.5)

여기서, α는 입체각 (solid angle), G는 영향함수를 의미한다. 일반적으로 영향함수로 파랑그린함수 또는 일반 랜킨 소스(Rankine source)가 사용된다. 일반 랜킨 소스는 물론이 고 파랑그린함수에도 일반 랜킨 소스 항이 존재하는데, 이러한 랜킨 소스는 소스점과 필 드점 간의 거리에 의한 함수로 표현된다. 하지만, 파랑그린함수는 일반 랜킨 소스와 달리 일반 랜킨 소스항과 더불어 자유표면 경계조건(Free-surface boundary condition), 방사 경계 조건(Radiation boundary condition), 바닥면 경계조건(Bottom boundary condition) 등을 만족하 는 영향함수를 고려한다. 자세한 내용은 Wehausen and Laitone (1960) 에 설명되어 있다.

랜킨 패널법의 경우, 다양한 경계면(자유표면, 바닥면, 방사경계면, 입사파)에 소스 (Source) 와 다이폴 (Dipole) 등의 특이해¹ (Singularity) 를 분포시켜 해를 구하는 방법이다 (*G*-소스; *∂G/∂n*-다이폴). 반면, 파랑그린함수법의 경우 기본적인 부유체의 경계면만을 수치 모델링하여 해를 구한다. 랜킨 패널법의 경우 다양한 경계면을 모두 수치 모델링 해야 하지만, 임의의 형상의 바닥면의 영향과 완전 비선형 계산 시 비선형파를 효과적으 로 묘사할 수 있다. 이때, 3차원의 기본 랜킨 소스의 식 다음과 같다.

¹ 소스(Source)와 싱크(Sink)의 중심에서 속도가 무한대가 되는 특이점가 발생된다.

$$G = \frac{1}{4\pi r} \tag{2.6}$$

여기서, r는 소스 점 (Source point) 과 필드 점 (Field point) 간의 거리를 의미한다. 이를 계산하기 위해, r의 길이에 따라 짧을 때는 Hess and Smith (1970)의 기법과 r의 길이가 길 때는 다중국 전개법 (Multipole expansion) 을 이용하여 계산하였다. 다중국 전개법은 충분히 떨어져 있는 어떤 물체의 포텐셜이나 장이 필드 점에 미치는 영향을 근사적으로 추정하는 방법이다. 본 연구에서는 패널의 모멘트와 1/r의 편미분 값을 활용한 테일러 전개를 적용하여 나타냈고, 이를 적용하였다. 다중국 전개법에 의한 소스 포텐셜을 다음 과 같이 나타낼 수 있다 (Newman, 1986).

$$\iint_{S_{B}} GdS = \iint_{S_{B}} \frac{1}{r} dS$$

$$= \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{m+n}}{m!n!} I_{mn} \frac{\partial^{m+n}}{\partial x^{m} \partial y^{n}} \left(x^{2} + y^{2} + z^{2}\right)^{-1/2}$$
(2.7)

여기서, I_{mn} 는 패널의 모멘트를 의미한다. 각 패널에 따른 모멘트를 미리 계산하여 영향 행렬계산시 빠르게 계산하여 계산시간을 단축시켰다.

Fig. 2-2는 다중극 전개법을 고려하였을 때와 고려하지 않았을 때의 계산시간 차이를 보여준다. x 축은 전체 계산점의 수로 하였고, y 축은 전체 계산점들에 대해 영향함수를 만들기까지 걸리는 시간을 나타낸다. 본 해석을 위해 자유표면의 계산점의 개수를 변화 시켜가며 해석을 수행하였다. 다중극 전개법은 적용하지 않았을 때에 비해 다중극 전개 법을 적용하였을 때, 약 4배 정도 영향 함수의 계산 시간이 단축되었다.



Fig. 2-2 Comparison of calculation time with and without multipole expansion method

2.3. 주파수 영역 해석

주파수 영역 해석 시, 속도 포텐셜 (Φ) 을 공간과 시간의 함수로 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\Phi(\vec{x},t) = \operatorname{Re}\left[\phi(\vec{x})e^{-i\omega t}\right]$$
(2.8)

그리고 파랑에 의해 움직이는 부유체에 작용하는 속도 포텐셜을 식 2.9와 같이 나타낼 수 있다.

$$\Phi = \Phi_I + \Phi_R + \Phi_D = \Phi_I + \sum_{i=1}^6 V_i(t)\phi_i + \Phi_D$$
(2.9)

여기서 Φ_I, Φ_R, Φ_D는 각각 입사파 포텐셜, 방사파 포텐셜, 산란파 포텐셜을 의미한다. 입사파 포텐셜은 산란되지 않은 순수의 입사파랑에 의한 속도 포텐셜을, 방사파 포텐셜 은 부유체가 움직임에 따라 발생되는 방사파에 의한 속도 포텐셜을, 마지막으로 산란파 포텐셜은 부유체의 존재로 인해 입사하는 파도가 산란되어 발생되는 포텐셜을 의미한다. 여기서 입사파 포텐셜은 식 2.10과 같이 이론해를 통해 결정된다.

$$\Phi_{I} = \frac{-igA}{\omega} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} e^{i(k_{x}x+k_{y}y-\omega t)}$$
(2.10)

여기서, g는 중력가속도, h는 물 깊이, z는 z-방향 위치를 의미한다. 하지만, 방사파 포 텐셜과 산란파 포텐셜을 구하기 위해서는 각각 방사 문제와 산란 문제를 해결해야 하는 데, 방사 문제는 정수 (Calm water) 중에 부유체를 강제 진동 시켜 부유체가 파를 방사시 키는 힘을 추정하는 것이고, 산란 문제는 고정된 부유체 (Constraint buoy) 에 입사파를 작 용시켜 산란되는 파의 영향을 추정하는 것을 의미한다. 이를 위해, 랜킨 패널법을 활용한 주파수 영역 해석 연구는 Koo and Kim (2011, 2013, 2015), Kim and Koo (2012) 등에 의해 2차 원 해석이 활발히 진행된 바 있다.

• 랜킨 패널법의 선형 경계 조건

랜킨 패널법의 경우, 부유체의 경계면 뿐 아니라 자유표면, 바닥면, 방사경계, 입사파 경계면 까지 모두 수치 모델링해야 한다. 그리고 앞서 언급했듯이, 방사 문제와 산란 문 제를 해결해야 한다. 이때, 문제의 종류에 따라, 경계면의 특성에 따라 다른 경계 조건이 고려되어야 한다. 각 경계 조건을 식 2.5의 경계 적분 방정식에 적용하여 각 경계면에서 의 해의 계산할 수 있고, 이를 토대로 부유체에 작용하는 각종 힘을 계산할 수 있다.

- 22 -

• 선형 자유표면 경계조건

자유표면은 물성이 다른 두 유체 사이에 존재하는 경계층으로, 이와 같은 자연 현상을 나타내기 위해서는 두 가지 경계조건 (운동학적 (Kinematic) 과 동역학적 (Dynamics)) 을 만족해야 한다. 운동학적 관점으로는 자유표면에서의 유체 입자의 법선 속도가 자유표면 의 법선 속도와 같아야 하고 동역학적 관점에서는 자유표면에서의 외부 압력이 대기압과 같아야 한다.

먼저, 어떤 자유표면 위치에서의 파도의 높이 함수 (f) 를 식 2.11과 같이 나타낼 수 있다. 이때 운동학적 관점상 자유표면에서 함수 f 의 전미분 값이 0이 되어야 한다. 이 를 식 2.12에서 나타내고 있으며, 이 중 비선형 항을 제외하면 식 2.13과 같은 선형화된 운동학적 자유표면 경계조건이 완성된다.

$$f(x, y, z, t) = z - \eta(x, y, t)$$
(2.11)

$$\frac{Df(x, y, z, \eta)}{Dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial \Phi}{\partial x}\frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\partial \Phi}{\partial y}\frac{\partial f}{\partial y} + \frac{\partial \Phi}{\partial z}\frac{\partial f}{\partial z}$$

$$= -\frac{\partial \eta}{\partial t} - \frac{\partial \Phi}{\partial x}\frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{\partial \Phi}{\partial y}\frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \qquad (2.12)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \Phi}{\partial x}\frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial \Phi}{\partial y}\frac{\partial \eta}{\partial y}$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad \text{at } z = 0 \qquad (2.13)$$

동역학적 자유표면 경계조건은 식 2.14와 같이 베르누이 방정식으로부터 유추할 수 있다. 이를 토대로 비선형 항을 제외하면 식 2.15와 같이 선형화된 동역학적 자유표면 경계 조건을 표현할 수 있다.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left| \nabla \Phi \right|^2 + g\eta = 0$$
(2.14)

- 23 -

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + g\eta = 0 \quad \text{on } S_F \tag{2.15}$$

식 2.15를 η에 관하여 정리하여 식 2.13에 적용하면 선형화된 자유표면 경계 조건이 완성된다 (식 2.16). 또, 식 2.16을 시간항을 제외하여 나타내면 식 2.17과 같이 정리된다.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{1}{g} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = 0 \quad \text{on } S_F \tag{2.16}$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{\omega^2}{g} \phi = 0 \quad \text{on } S_F \tag{2.17}$$

본 주파수 영역 해석시에도 외해 조건을 만족시키기 위해, 인공 감쇠 영역 (Artificial damping zone) 을 적용하였다. 감쇠 영역은 자유표면의 끝 쪽에 존재한다. 감쇠영역의 크 기는 일반적으로 한 파장 이상을 적용해야 적절한 외해 조건이 되는 것으로 알려져 있다. 본 주파수 영역 해석시에는 감쇠영역의 길이는 두 파장 (2λ) 로 적용하였고, 감쇠 영역 의 감쇠 정도는 Ø에 비례하도록 실수부와 허수부에 대하여 적용하였다 (Kim, 2003; Min and Koo, 2017; Kim et al., 2018).

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} - \frac{\omega^2}{g} \left(1 + i \frac{\mu_1}{\omega} - \frac{\mu_2}{\omega^2} \right) \phi = 0 \quad \text{on } S_{F2}$$
(2.18)

여기서, μ₁, μ₂는 각각 허수부와 실수부에 대한 인공 감쇠 계수를 의미한다. 또, S_{F2}는 자유표면에서의 인공 감쇠 영역의 경계면을 의미한다. 두 인공 감쇠 계수는 식 2.19과 같 은 관계를 갖는다.
$$\mu_1^2 = 4\mu_2 \tag{2.19}$$

• 부유체 경계 조건

부유체 경계 조건은 방사문제와 산란문제 다르게 적용된다. 먼저 방사 문제의 경우, 부 유체를 속도 \vec{v} 로 강제 운동시키는 것을 나타내기 때문에 식 2.20와 같이 표현된다.

$$\frac{\partial \phi_R}{\partial n} = \vec{v} \cdot \vec{n} \tag{2.20}$$

여기서 \vec{v} 와 \vec{n} 은 부유체의 운동속도와 법선 벡터를 의미한다. 또, 각 모드의 속도의 절 대값을 계산상 편의를 위해 일반적으로 '1'을 적용하여 계산한다. 그리고 산란문제는 고 정된 부유체에 작용하는 입사파의 영향을 고려하는 것이기 때문에 부유체의 경계조건은 식 2.21과 같이 표현된다.

$$\frac{\partial \phi_D}{\partial n} = -\frac{\partial \phi_I}{\partial n} \tag{2.21}$$

여기서 입사파 포텐셜 (Incident wave potential) 은 식 2.10와 같은 식으로 표현된다.

● 바닥면 경계 조건

본 주파수 영역 해석은 영향함수 계산의 정확도를 확인하기 위한 해석의 일환으로 평 평한 바닥면을 가정하여 적용하였다. 계산점의 수를 줄여 효율적인 계산을 적용하기 위 해, 거울상법(Image method)를 적용하였다. 이 방법은 바닥면과 대칭되는 지점에 특이해를 분포시켜 벽면 효과를 표현해 주는 방법을 뜻한다.

Fig. 2-3는 본 연구에서 고려된 주파수 영역 해석 프로그램의 수치해석 도메인을 나타 낸다. 부유체와 자유표면, 옆 벽면의 경계면을 수치 모델링하여 각 경계 조건을 적용함으 로 각 유체동역학적 계수를 추정할 수 있다.



Fig. 2-3 Overview of three-dimensional calculation domain for frequency domain hydrodynamic analysis

● 유체동역학적 힘과 계수 (Hydrodynamic force and coefficient)

앞선 경계 조건을 식 2.5인 경계 적분 방정식에 적용하여 구한 방사 포텐셜과 산란 포 텐셜을 구할 수 있고, 이를 통해 부유체에 작용하는 유체동역학적 힘을 계산할 수 있다.

$$F = \iint_{S_B} P \cdot ndS = \iint_{S_B} \left(-\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right) \cdot ndS = \iint_{S_B} \left(-\rho \frac{\partial \left(\Phi_I + \Phi_R + \Phi_D \right)}{\partial t} \right) \cdot ndS$$
(2.22)

여기서 방사 포텐셜만 고려하면 방사력을 계산할 수 있다. 이때 방사 포텐셜에 따른 방사력을 계산해보면 방사 포텐셜을 운동모드에 따른 포텐셜(♥_i)과 속도(♥)의 곱으로 나타낼 수 있기 때문에 식 2.23과 같이 나타낼 수 있다.

$$F_{R} = \iint_{S_{B}} \left(-\rho \frac{\partial \Phi_{R}}{\partial t} \right) \cdot n_{i} dS = \iint_{S_{B}} \left(-\rho \frac{\partial \left(V_{i} \phi_{i} e^{-i\omega t} \right)}{\partial t} \right) \cdot n_{i} dS$$

$$= -\rho V_{i} \left(-i\omega t \right) e^{-i\omega t} \iint_{S_{B}} \phi_{i} \cdot n_{i} dS = -\rho \iint_{S_{B}} \phi_{i} \cdot n_{i} dS \cdot \dot{V}_{i}$$
(2.23)

식 2.23는 방사력이 강제 운동하는 부유체의 가속도에 비례함을 보여준다. 또, 운동모 드에 따른 속도 포텐셜이 복소수 값이기 때문에 방사력은 가속도와 속도에 비례한다 (식 2.24). 여기서 가속도에 비례하는 계수를 부가질량 (Added mass), 속도에 비례하는 계수를 방사 감쇠 계수 (Radiation damping coefficient) 라 정의한다. 유체장에 존재하는 물체의 강 제 운동으로 물체 주위의 유체 입자들은 이와 반대 방향으로 유동 변화가 생기게 되는데 이러한 유체들의 힘을 방사력이라 일컫는다.

$$F_{R} = -\rho \iint_{S_{B}} \phi_{i} \cdot n_{i} dS \cdot \dot{V}_{i} = -a\dot{V} - bV$$

$$-\rho \iint_{S_{B}} \phi_{i} \cdot n_{i} dS_{i} = -a - \frac{b}{\omega}i$$
(2.24)

여기서, *a*는 부가질량, *b*는 방사 감쇠 계수를 의미한다. 식 2.24를 토대로 부가질량과 방사 감쇠 계수의 값을 정리하면 식 2.25와 식 2.26과 같다. 또, 이를 바탕으로 방사력을 정의하면 식 2.27와 같다.

$$a = \operatorname{Re}\left[\rho \iint_{S_{B}} \phi_{i} \cdot n_{i} dS_{i}\right]$$
(2.25)

$$b = \omega \operatorname{Im}\left[\rho \iint_{S_{B}} \phi_{i} \cdot n_{i} dS_{i}\right]$$
(2.26)

$$F_R = -a\ddot{x}_i - b\dot{x}_i \tag{2.27}$$

다음으로 식 2.22를 통해 파랑 환경 하중(Excitation force)을 고려해보면, 식 2.28과 같이 나타낼 수 있다.

$$F_{ex} = \iint_{S_B} \left(-\rho \frac{\partial \left(\Phi_I + \Phi_D \right)}{\partial t} \right) \cdot ndS = i\rho \omega \iint_{S_B} \left(\phi_I + \phi_D \right) \cdot ndS \cdot e^{-i\omega t}$$
(2.28)

여기서, F_{ex} 는 파랑 환경 하중으로, 푸르드 클리프 힘과 산란력의 합으로 나타낸다.

• 주파수 영역 운동 방정식

앞선 유체동역학적 힘을 이용해 부유체의 운동 성능을 추정하면 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$(M+a)\ddot{x}+b\dot{x}+cx=F_{ex}$$
(2.29)

여기서, c는 복원력 계수를 의미한다. 또한, 부유체의 운동이 선형 조화 함수에 따라 움직이기에 부유체의 운동을 주파수 영역에서 정리할 수 있으며, 이를 통해 부유체의 운 동을 추정할 수 있다. 본 항에서는 주파수 영역 해석 결과를 간단하게 검증하였다. 이를 통해 영향함수 계산 의 정확성을 확인하였다. 먼저, Fig. 2-4는 반구형 부유체에 대해 다중극 전개법을 적용했 을 때와 적용하지 않았을 때의 부유체의 부가 질량 및 방사 감쇠 계수를 나타낸다. 부가 질량과 방사 감쇠 계수는 각각 ρR^3 와 $\rho \omega R^2$ 로 무차원화 하여 나타냈다. 다중극 전개법 을 적용하였을 때, Fig. 2-2에서 볼 수 있듯이 계산 속도가 약 4배정도 차이가 발생한다. 그리고, Fig. 2-4의 그래프를 통해 계산된 유체동역학적 계수 (부가질량과 방사 감쇠 계수) 의 차이는 거의 존재하지 않음을 확인할 수 있다. 이를 통해, 다중극 전개법을 적용한 해 석의 효용성과 타당성을 검증하였다.



Fig. 2-4 Comparison of hydrodynamic coefficients of a hemispheric buoy with and without multipole expansion method (ME : Multipole expansion method)



Fig. 2-5 Comparison of hydrodynamic coefficients for a vertical circular cylinder buoy between in-house program and commercial software, WAMIT



Fig. 2-6 Comparison of hydrodynamic coefficients for a rectangular buoy between in-house program and commercial software, WAMIT

Fig. 2-5와 2-6은 각각 원통형 실린더와 정육면체 모양의 부유체에 대해 산란 문제와 방 사문제를 해결하였다. 방사문제와 산란문제의 해결의 정확도를 확인해 보기 위해, 파랑 그린 함수를 기반으로 한 주파수 영역 상용프로그램인 WAMIT의 결과와 비교하였다. 부 가질량과 방사 감쇠 계수는 앞선 그래프와 동일하게 무차원화 시켰고, 파랑 환경 하중은 *pgAR*² 로 무차원화 시켜 나타냈다. Fig. 2-5와 2-6에서 In-house 프로그램은 본 장에서 설 명한 랜킨 패널법을 기반으로 한 주파수 영역 해석 방법을 의미한다. 반면에, 상용프로그 램 WAMIT은 파랑 그린 함수법을 적용하여 계산하는 주파수 영역 해석 방법이다. 이러 한 차이에도 불구하고 해석결과가 상당히 일치하는 것을 알 수 있다.

이를 통해 영향함수 계산이 매우 정확함을 확인하였고, 이를 토대로 완전 비선형 시간 영역 해석을 수행하였다.

3. 완전 비선형 포텐셜 수치 조파 수조

완전 비선형 포텐셜 수치 조파 수조 기법 (Fully Nonlinear Potential Numerical Wave Tank technique; FN-PNWT) 은 직접 시간 영역 해석 방법이다. 주파수 영역 해석 방법과 달리, 부유체에 작용하는 힘과 이로 인한 변위, 그리고 자유표면의 변동 등을 매 단위 시간 마 다 계산 및 재배열함으로 비선형 파랑을 구현하고 이에 따른 부유체의 변위를 묘사하기 에 적합한 해석 방법이다.

이를 위해서, 앞선 주파수 해석 방법과 달리 각 경계면에 비선형 경계 조건이 적용된 다. 본 장에서는 각 경계면의 비선형 경계 조건을 먼저 나타냈고 (3.1절), 3.2절은 본 연구 에서 고려한 인공 감쇠 영역에 대해 설명하였다. 특히 이 중 옆쪽 인공 감쇠 영역의 경 우 계산점의 위치에 따른 스위치 함수를 적용하여 새롭게 제시하였다. 그리고 본 연구에 서는 일정패널법을 고려하였기에 자유표면과 부유체 경계면 계산점의 고차 공간 미분 값 을 계산하기 위해, 구배 재구성을 위한 최소 자승법을 적용하였다 (3.3절). 또, 본 연구에 서는 가속도 포텐셜법과 간접법을 통한 부유체의 힘과 이에 따른 변위 추정 방법에 대해 정리하였는데, Letournel et al. (2017) 에 의해 새로 제안된 가속도 포텐셜 영역에서의 부유 체 경계 조건을 적용하였다 (3.4절). 또, FN-PNWT에 추가적으로 적용된 수치적 기법들을 정리하였고 (3.5절), 최종적으로 프로그램의 구성 및 계산 흐름에 대해 나타냈다 (3.6절).



Fig. 3-1 Calculation domain for three-dimensional potential numerical wave tank

3.1. 비선형 경계 조건

FN-PNWT 해석을 위해, 주파수 영역 해석과 동일하게 라플라스 방정식을 기반으로 한 경계 적분 방정식 (식 2.5) 을 해결한다. 이를 위해, 각 계산점에 특이점을 분포하여 영향 함수를 계산하여 해를 계산한다. 영향 함수 계산의 방법은 제 2 장에서 설명했던 것과 같이 다중극 전개법을 적용하여 계산 시간을 단축하였고, 정확성 확인을 위해 주파수영 역 해석 계산을 통해 확인하였다.

여기에, 추가적으로 비선형 경계 조건을 적용하였다. 비선형 경계 조건은 입사파 경계 조건과 자유표면 경계 조건에 적용하였고, 나머지 부유체 경계 조건, 옆 벽면 경계 조건 등은 선형 경계 조건을 적용하였다. 먼저 입사파 경계 조건은 비선형 파랑 해석을 위해 스톡스 2차 파랑 포텐셜을 적용하였고, 이때 입사파 방향은 0도로 설정하였다. 식 3.1이 본 스톡스 2차 파랑 포텐셜에 의한 입사파 경계면 경계 조건을 보여준다.

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = n_x \frac{\partial \phi}{\partial x} = n_x \frac{gAk}{\omega} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \cos(kx - \omega t) \quad (Linear) + n_x \frac{3}{8} A^2 \omega (2k) \frac{\cosh 2k(z+h)}{\sinh^4 kh} \cos 2(kx - \omega t) \quad (Stokes' 2nd)$$
(3.1)

본 연구에서는 3D-PNWT를 통한 선형 해석, 부분 비선형 해석, 완전 비선형 해석을 수 행하였는데, 선형 해석과 부분 비선형 해석시에는 선형 파랑을 적용하였고 완전 비선형 해석 시에만 비선형 파랑 조건을 적용하였다. 여기서 선형 파랑 조건은 식 3.1의 첫번째 항인 선형 파랑 항만 고려한 것을 의미한다.

그리고 비선형 자유표면 경계조건을 나타내기 위해, 식 2.12와 식 2.14를 고려하였다. 하지만, 혼합 오일러리안 라그랑지안 법의 경우, 계산점이 자유표면의 움직임에 따라 매 단위 시간마다 위치를 변화시키기 때문에, 속도 포텐셜을 전미분하는 것이 적합하다. 식 2.12와 식 2.14를 전미분하면 다음과 같이 나타낼 수 있다.

- 33 -

$$\frac{\delta\phi}{\delta t} = -g\eta - \frac{1}{2} |\nabla\phi|^2 + \vec{v} \cdot \nabla\phi$$
(3.2)

$$\frac{\delta\eta}{\delta t} = \frac{\partial\phi}{\partial z} - \left(\nabla\phi - \vec{v}\right) \cdot \nabla\eta$$
(3.3)

여기서, *v*는 자유표면 계산점의 움직이는 속도를 의미한다. 이 속도의 표현에 따라 완 전 라그랑지안 (Full-lagrangian) 법과 부분 라그랑지안 (Semi-lagrangian) 법으로 나뉜다. 완 전 라그랑지안 법은 계산점의 속도를 자유표면 물 입자의 속도와 동일하게 나타낸 것 (*v*=(*\{\chi}*, *\(\chi,\(\nu)\)*)) 이고, 부분 라그랑지안 법은 계산점의 속도를 물입자의 수직방향 속도로만 나타낸 것 (*v*=(0,0,*\(\nu)\)*)) 이다. 완전 라그랑지안 법은 물입자의 속도를 x, y, z 방향 모두 고려함에 따라 보다 비선형 파랑의 묘사를 직접적으로 한다는 장점이 있지만, 물 입자가 계속적으로 움직이다 보니 x, y 방향에 대해 계산점의 위치를 전체적으로 재구성하는 것 이 필수적이다. 부분 라그랑지안 법의 경우, 이와 반대로 물입자가 상하 방향으로만 움직 이기 때문에 계산점의 위치를 보다 간편하게 재배열할 수 있다. 본 연구에서는 부분 라 그랑지안법을 적용하였고, 이때 비선형 자유표면 경계조건은 식 3.4와 3.5로 나타낼 수 있다.

$$\frac{\delta\phi}{\delta t} = -g\eta - \frac{1}{2} \left|\nabla\phi\right|^2 + \frac{\delta\eta}{\delta t} \frac{\partial\phi}{\partial z}$$
(3.4)

$$\frac{\delta\eta}{\delta t} = \frac{\partial\phi}{\partial z} - \frac{\partial\phi}{\partial x}\frac{\partial\eta}{\partial x} - \frac{\partial\phi}{\partial y}\frac{\partial\eta}{\partial y}$$
(3.5)

Table 3-1은 최종적인 완전 비선형 포텐셜 수치 조파 수조의 최종 경계 조건을 보여준 다. Table 3-1과 같이 부유체 경계 조건과 벽면 경계 조건은 경계 조건에 비선형항이 존재 하지 않고, 자유표면과 입사파 경계 조건에만 비선형항이 고려되어 비선형 경계조건을 나타냈다.

	Boundary condition
Free-surface	Dynamic B.C.: $\frac{\delta\phi}{\delta t} = -g\eta - \frac{1}{2} \nabla\phi ^2 + \frac{\delta\eta}{\delta t} \frac{\partial\phi}{\partial z}$ Kinematic B.C.: $\frac{\delta\eta}{\delta t} = \frac{\partial\phi}{\partial z} - \frac{\partial\phi}{\partial x} \frac{\partial\eta}{\partial x} - \frac{\partial\phi}{\partial y} \frac{\partial\eta}{\partial y}$
Buoy	$\frac{\partial \phi}{\partial n} = \vec{v} \cdot \vec{n}$
Inflow zone	$\frac{\partial \phi}{\partial n} = n_x \frac{\partial \phi}{\partial x} = n_x \frac{gAk}{\omega} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \cos(kx - \omega t) + n_x \frac{3}{8} A^2 \omega (2k) \frac{\cosh 2k(z+h)}{\sinh^4 kh} \cos 2(kx - \omega t)$
Side and end wall	$\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0$

Table 3-1 Boundary condition for the fully nonlinear potential numerical wave tank

3.2. 인공 감쇠 영역

외해 조건은 정교한 파도 묘사 및 부유체의 운동 성능 해석 시 매우 중요한 부분 중 하나이다. 하지만, FN-PNWT 기법은 유한한 도메인을 가지고 있어 이로 인해 발생될 불 필요한 반사파들을 없애기 위해 인공 감쇠 영역 (Artificial damping zone or Numerical beach) 가 일반적으로 적용된다. 인공 감쇠 영역은 비선형 파, 선형파, 규칙파, 불규칙파, 다방향 파 등 다양한 형태의 파랑에 대해서도 잘 적용이 되기에 많이 활용되고 있다. 이러한 감 쇠 영역에 대한 연구는 1980년대부터 활발히 진행되어 왔다 (Israeli and Orszag, 1981; Baker et al. 1981; Cointe et al., 1990; Grilli and Horillo, 1998; Hong and Kim, 2000; Koo and Kim, 2004). 다양한 형태의 인공 감쇠항과 길이 방향 인공 감쇠 램프 함수 등에 대한 연구들이 진행 되어왔는데, Kim et al. (2014) 은 3D-FN-PNWT 기법을 토대로 다양한 인공 감쇠항 및 다양 한 형태의 인공 감쇠 램프 함수를 비교 분석하였다. 그들은 φ_n -η 타입의 감쇠항에 램프 함수의 시작 부분의 기울기가 작을 때가 최적의 인공 감쇠 영역 조건임을 증명하였다.

그리하여 본 연구에서는 $\phi_n - \eta$ 타입과 시작부분의 램프함수의 기울기가 작은 경우를 적용하였다. 식 3.6과 3.7은 3D-FN-PNWT 뒤편 인공 감쇠 영역에서 운동학적 및 동역학 적 자유표면 경계조건을 보여준다.

$$\frac{\delta\phi}{\delta t} = -g\eta - \frac{1}{2} \left| \nabla \phi \right|^2 + \vec{v} \cdot \nabla \phi - \mu_{E1} \frac{\partial \phi}{\partial n}$$
(3.6)

$$\frac{\delta\eta}{\delta t} = \frac{\partial\phi}{\partial z} - \left(\nabla\phi - \vec{v}\right) \cdot \nabla\eta - \mu_{E2}\eta \tag{3.7}$$

여기서, μ_{E1}과 μ_{E2}는 뒤쪽 인공 감쇠 계수를 의미한다. 각 감쇠 계수는 μ_{E2}=kμ_{E1}와 같 은 관계를 갖는다 식 3.8와 식 3.9은 PNWT 앞쪽의 인공 감쇠 영역에서의 자유표면 경계 조건을 보여준다. PNWT 앞쪽 인공 감쇠 영역은 부유체의 운동에 의한 방사파나 부유체 의 존재로 인한 산란파 및 반사파가 포텐셜 수치 조파 수조 앞면에 재반사되어 입사하는 파에 대한 영향을 주지 않기 위해 적용하였다. 이를 위해, 입사파 경계면에서 생성된 파 랑에 영향을 미치지 않기 위해, 입사파 프로파일(Incident wave profile) 의 이론해를 통해 기준 값 (Reference value, φ^{*}_n 와 η^{*}) 를 계산하여 기준 값과의 차이만큼 감소하도록 적용 하였다. 또한, 식 3.10은 감쇠 영역의 램프함수를 보여준다. 감쇠영역의 길이는 일반적으 로 1파장 이상이어야 불필요한 파가 발생하지 않음이 이미 알려져 있다. 본 연구에서는 감쇠 영역의 길이로 1파장을 적용하였다.

$$\frac{\delta\phi}{\delta t} = -g\eta - \frac{1}{2} \left| \nabla\phi \right|^2 + \vec{v} \cdot \nabla\phi - \mu_{F1} \left\{ \frac{\partial\phi}{\partial n} - \left(\frac{\partial\phi}{\partial n} \right)^* \right\}$$
(3.8)

$$\frac{\delta\eta}{\delta t} = \frac{\partial\phi}{\partial z} - \left(\nabla\phi - \vec{v}\right) \cdot \nabla\eta - \mu_{F2}\left(\eta - \eta^*\right)$$
(3.9)

$$\mu(t) = \mu_0 1 - \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{x - x_d}{l_d}\right) \tag{3.10}$$

여기서, μ_{F1}과 μ_{F2}는 앞쪽 인공 감쇠 계수를 의미하고, φ^{*}_n와 η^{*}는 각각 스톡스 2차 파 랑의 속도포텐셜 미분 값과 자유표면 높이의 기준 값을 의미한다. 그리고 이와 동시에 옆쪽 인공 감쇠 영역 (Side artificial damping zone) 또한 외해 조건을 위해 반드시 고려되어 야 한다. 하지만, 옆쪽 인공 감쇠 영역의 경우 다른 인공 감쇠 영역보다 고려되어야 할 것들이 많다. 본 연구에서는 옆면 인공 감쇠 영역을 효과적으로 구현하기 위해, 계산점 위치에 따른 스위치 함수와 시간에 따른 램프 함수를 함께 고려하였다.

$$\frac{\delta\phi}{\delta t} = -g\eta - \frac{1}{2} \left| \nabla\phi \right|^2 + \vec{v} \cdot \nabla\phi - \kappa_1 \mu_{S1} \left\{ \frac{\partial\phi}{\partial n} - \left(\frac{\partial\phi}{\partial n} \right)^* \right\}$$
(3.11)

$$\frac{\delta\eta}{\delta t} = \frac{\partial\phi}{\partial z} - \left(\nabla\phi - \vec{v}\right) \cdot \nabla\eta - \kappa_1 \mu_{s_2} \left(\eta - \eta^*\right)$$
(3.12)

$$T_{s0} = (x/\lambda + 2) \cdot T \tag{3.13}$$

$$\kappa_{1} = \begin{cases} 0 & \text{for } t < T_{s0} \\ 1 - \cos(\pi (t - T_{s0}) / 8T) & \text{for } T_{s0} \le t \end{cases}$$
(3.14)

여기서, μ_{s1}과 μ_{s2}는 옆쪽 인공 감쇠 계수를 의미하고, *T*_{s0}는 파도가 해당 자유표면 위 치까지 도달하는 시간을 의미한다. 먼저 스위치 함수는 *T*_{s0}를 기준으로 적용하였고, 이는 해당 요소의 x 방향 위치를 이용하여 계산하였다. 이를 기준으로 하여 파랑이 해당위치 에 도달하였을 때까지는 인공 감쇠항을 적용하지 않다가 파랑이 해당위치에 도달하면 인 공 감쇠항을 적용하여 앞쪽 인공 감쇠 영역과 동일하게 입사파 프로파일로 구한 기준 값 과의 차이만큼 인공적으로 감쇠시켜 옆쪽 인공 감쇠 영역을 구현하였다.

3.3. 구배 재구성을 위한 최소 자승법

비정렬 격자 속도 포텐셜과 파도의 높이의 구배 (Gradient) 를 계산하기 위한 방법이 대표적으로 그린-가우스 방법과 구배 재구성을 위한 최소자승법 (Least Squares gradient reconstruction method) 이 존재한다. 이 중 구배 재구성을 위한 최소 자승법은 특정 계산점 을 기준으로 주변 계산점 *i*에서의 특정 물리량 *X_i*를 테일러 급수 변환으로 나타낼 수 있 다 (Sozer et al., 2014).

$$X_{i} = X_{0} + \frac{\partial X}{\partial x}\Big|_{0} \Delta x_{i} + \frac{\partial X}{\partial y}\Big|_{0} \Delta y_{i} + \frac{\partial X}{\partial z}\Big|_{0} \Delta z_{i} + \frac{\partial^{2} X}{\partial x^{2}}\Big|_{0} \frac{1}{2}\Delta x_{i}^{2} + \frac{\partial^{2} X}{\partial y^{2}}\Big|_{0} \frac{1}{2}\Delta y_{i}^{2} + \frac{\partial^{2} X}{\partial x^{2}}\Big|_{0} \frac{1}{2}\Delta y_{i}^{2} + \frac{\partial^{2} X}{\partial x^{2$$

여기서, Δx_i, Δy_i, Δz_i는 각각 i 번째 계산점에 대한 x, y, z 좌표의 차이를 의미한다. 또, X_i 는 비정렬 격자 내부 i 번째 계산점의 특정 물리량을 의미한다. 본 연구에서는 물리량 으로 자유표면 경계면에서는 속도 포텐셜과 파도의 높이를, 부유체 경계면에서는 속도 포텐셜을 고려하였다. 가중치를 추가하여 주변 계산점들에 대한 식 3.15의 좌변과 우변의 차들의 합으로 식 3.16과 같이 나타낼 수 있다.

$$f\left(w_{i},\frac{\partial X}{\partial x}\Big|_{0},\frac{\partial X}{\partial y}\Big|_{0},\frac{\partial X}{\partial z}\Big|_{0},\frac{\partial^{2} X}{\partial x^{2}}\Big|_{0},\frac{\partial^{2} X}{\partial y^{2}}\Big|_{0},\frac{\partial^{2} X}{\partial z^{2}}\Big|_{0},\frac{\partial^{2} X}{\partial x \partial y}\Big|_{0},\frac{\partial^{2} X}{\partial y \partial z}\Big|_{0},\frac{\partial^{2} X}{\partial x \partial z}\Big|_{0}\right)$$

$$=\sum_{i=1}^{N}w_{i}\left[\Delta X_{i}-\left(\frac{\partial X}{\partial x}\Big|_{0}\Delta x_{i}+\frac{\partial X}{\partial y}\Big|_{0}\Delta y_{i}+\frac{\partial X}{\partial z}\Big|_{0}\Delta z_{i}\right]$$

$$+\frac{\partial^{2} X}{\partial x^{2}}\Big|_{0}\frac{1}{2}\Delta x_{i}^{2}+\frac{\partial^{2} X}{\partial y^{2}}\Big|_{0}\frac{1}{2}\Delta y_{i}^{2}+\frac{\partial^{2} X}{\partial z^{2}}\Big|_{0}\frac{1}{2}\Delta z_{i}^{2}$$

$$+\frac{\partial^{2} X}{\partial x \partial y}\Big|_{0}\Delta x \Delta y+\frac{\partial^{2} X}{\partial y \partial z}\Big|_{0}\Delta y \Delta z+\frac{\partial^{2} X}{\partial x \partial z}\Big|_{0}\Delta x \Delta z\right]^{2}$$

$$(3.16)$$

여기서, $w_i = i$ 번째 계산점의 기준점(0)에 대한 가중치를 의미한고, 가중치를 본 연구에 서는 '1 / (i 번째 계산점에서 기준점까지의 거리)'로 나타냈다. 또, 식 3.16을 각 공간 변 화량으로 미분하여 다음과 같이 최소화할 수 있다.

$$\frac{\partial f}{\partial X_{0,x}} = \sum_{i=1}^{N} 2w_i \Delta x_i F, \quad \frac{\partial f}{\partial X_{0,y}} = \sum_{i=1}^{N} 2w_i \Delta y_i F, \quad \frac{\partial f}{\partial X_{0,z}} = \sum_{i=1}^{N} 2w_i \Delta z_i F$$

$$\frac{\partial f}{\partial X_{0,xx}} = \sum_{i=1}^{N} 2w_i \frac{1}{2} \Delta x_i^2 F, \quad \frac{\partial f}{\partial X_{0,yy}} = \sum_{i=1}^{N} 2w_i \frac{1}{2} \Delta y_i^2 F, \quad \frac{\partial f}{\partial X_{0,zz}} = \sum_{i=1}^{N} 2w_i \frac{1}{2} \Delta z_i^2 F \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial f}{\partial X_{0,xy}} = \sum_{i=1}^{N} 2w_i \Delta x_i \Delta y_i F, \quad \frac{\partial f}{\partial X_{0,yz}} = \sum_{i=1}^{N} 2w_i \Delta y_i \Delta z_i F, \quad \frac{\partial f}{\partial X_{0,xz}} = \sum_{i=1}^{N} 2w_i \Delta x_i \Delta z_i F$$

여기서 함수 F는 식 3.18와 같이 정리할 수 있다.

$$F = \Delta X_{i} - \left(\frac{\partial X}{\partial x}\Big|_{0} \Delta x_{i} + \frac{\partial X}{\partial y}\Big|_{0} \Delta y_{i} + \frac{\partial X}{\partial z}\Big|_{0} \Delta z_{i} + \frac{\partial^{2} X}{\partial x^{2}}\Big|_{0} \frac{1}{2} \Delta x_{i}^{2} + \frac{\partial^{2} X}{\partial y^{2}}\Big|_{0} \frac{1}{2} \Delta y_{i}^{2} + \frac{\partial^{2} X}{\partial z^{2}}\Big|_{0} \frac{1}{2} \Delta z_{i}^{2} + \frac{\partial^{2} X}{\partial x \partial y}\Big|_{0} \Delta x \Delta y + \frac{\partial^{2} X}{\partial y \partial z}\Big|_{0} \Delta y \Delta z + \frac{\partial^{2} X}{\partial x \partial z}\Big|_{0} \Delta x \Delta z\right)$$
(3.18)

이를 이용해 9x9 선형 대수 시스템으로 변환하면, Ax=b의 행렬 형태로 나타낼 수 있다. A 행렬의 크기는 9x9, x 행렬과 b 행렬의 크기는 9x1이다. 식 3.19은 A 행렬과 x 행렬, b 행 렬의 형태를 보여준다.

$$A = \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} & A_{14} & A_{15} & A_{16} & A_{17} & A_{18} & A_{19} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} & A_{24} & A_{25} & A_{26} & A_{27} & A_{28} & A_{29} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} & A_{34} & A_{35} & A_{36} & A_{37} & A_{38} & A_{39} \\ A_{41} & A_{42} & A_{43} & A_{44} & A_{45} & A_{46} & A_{47} & A_{48} & A_{49} \\ A_{51} & A_{52} & A_{53} & A_{54} & A_{55} & A_{56} & A_{57} & A_{58} & A_{59} \\ A_{61} & A_{62} & A_{63} & A_{64} & A_{65} & A_{66} & A_{67} & A_{68} & A_{69} \\ A_{71} & A_{72} & A_{73} & A_{74} & A_{75} & A_{76} & A_{77} & A_{78} & A_{79} \\ A_{81} & A_{82} & A_{83} & A_{84} & A_{85} & A_{86} & A_{87} & A_{88} & A_{89} \\ A_{91} & A_{92} & A_{93} & A_{94} & A_{95} & A_{96} & A_{97} & A_{98} & A_{99} \end{pmatrix}, \quad x = \begin{pmatrix} x_{11} \\ x_{21} \\ x_{31} \\ x_{41} \\ x_{51} \\ x_{61} \\ x_{71} \\ x_{81} \\ x_{91} \end{pmatrix}, b = \begin{pmatrix} b_{11} \\ b_{21} \\ b_{31} \\ b_{41} \\ b_{51} \\ b_{61} \\ b_{71} \\ b_{81} \\ b_{91} \end{pmatrix}$$

$$(3.19)$$

여기서, 행렬 A는 주대각선에 대칭인 두 원소가 같은 행렬 값을 가지는 대칭행렬이다. 그래서 식 3.20과 같은 식이 성립하게 되고, 식 3.21는 A 행렬의 각 요소들의 값을 의미 한다.

$$A_{ij} = A_{ji} \tag{3.20}$$

$$\begin{aligned} A_{11} &= w_i \Delta x_i^2, \ A_{12} &= w_i \Delta x_i \Delta y_i, \ A_{13} &= w_i \Delta x_i \Delta z_i, \\ A_{22} &= w_i \Delta y_i^2, \ A_{23} &= w_i \Delta y_i \Delta z_i, \ A_{33} &= w_i \Delta z_i^2, \\ A_{14} &= \frac{1}{2} w_i \Delta x_i^3, \ A_{15} &= \frac{1}{2} w_i \Delta x_i \Delta y_i^2, \ A_{16} &= \frac{1}{2} w_i \Delta x_i \Delta z_i^2, \\ A_{24} &= \frac{1}{2} w_i \Delta x_i^2 \Delta y_i, \ A_{25} &= \frac{1}{2} w_i \Delta y_i^2 \Delta z_i, \ A_{26} &= \frac{1}{2} w_i \Delta y_i \Delta z_i^2, \\ A_{34} &= \frac{1}{2} w_i \Delta x_i^2 \Delta z_i, \ A_{35} &= \frac{1}{2} w_i \Delta x_i \Delta y_i^2, \ A_{36} &= \frac{1}{2} w_i \Delta z_i^3, \\ A_{17} &= w_i \Delta x_i^2 \Delta y_i, \ A_{18} &= w_i \Delta x_i \Delta y_i \Delta z_i, \ A_{19} &= w_i \Delta x_i^2 \Delta z_i, \\ A_{27} &= w_i \Delta x_i \Delta y_i^2, \ A_{28} &= w_i \Delta y_i^2 \Delta z_i, \ A_{29} &= w_i \Delta x_i \Delta y_i \Delta z_i^2, \\ A_{37} &= w_i \Delta x_i \Delta y_i^2, \ A_{38} &= w_i \Delta y_i^2 \Delta z_i^2, \ A_{39} &= w_i \Delta x_i \Delta y_i \Delta z_i^2, \\ A_{44} &= \frac{1}{4} w_i \Delta x_i^4, \ A_{45} &= \frac{1}{4} w_i \Delta x_i^2 \Delta y_i^2, \ A_{46} &= \frac{1}{4} w_i \Delta x_i^2 \Delta z_i^2, \\ A_{55} &= \frac{1}{4} w_i \Delta y_i^4, \ A_{56} &= \frac{1}{4} w_i \Delta x_i^2 \Delta y_i^2, \ A_{46} &= \frac{1}{4} w_i \Delta x_i^3 \Delta z_i, \\ A_{57} &= \frac{1}{2} w_i \Delta x_i \Delta y_i^3, \ A_{58} &= \frac{1}{2} w_i \Delta y_i^3 \Delta z_i, \ A_{59} &= \frac{1}{2} w_i \Delta x_i \Delta y_i^2 \Delta z_i, \\ A_{57} &= \frac{1}{2} w_i \Delta x_i \Delta y_i^3, \ A_{58} &= \frac{1}{2} w_i \Delta y_i^2 \Delta z_i^3, \ A_{69} &= \frac{1}{2} w_i \Delta x_i \Delta y_i^2 \Delta z_i, \\ A_{67} &= \frac{1}{2} w_i \Delta x_i \Delta y_i \Delta z_i^2, \ A_{68} &= \frac{1}{2} w_i \Delta y_i \Delta z_i^3, \\ A_{77} &= w_i \Delta x_i^2 \Delta y_i^2, \ A_{78} &= w_i \Delta x_i \Delta y_i^2 \Delta z_i^2, \ A_{79} &= w_i \Delta x_i^2 \Delta y_i \Delta z_i, \\ A_{88} &= w_i \Delta y_i^2 \Delta z_i^2, \ A_{89} &= w_i \Delta x_i \Delta y_i \Delta z_i^2, \ A_{99} &= w_i \Delta x_i^2 \Delta z_i^2, \end{aligned}$$

또,x 행렬과 b 행렬의 각 요소들의 값을 식 3.22과 3.23와 같이 나타낼 수 있다.

$$x_{11} = \frac{\partial X}{\partial x}, x_{21} = \frac{\partial X}{\partial y}, x_{31} = \frac{\partial X}{\partial z},$$

$$x_{41} = \frac{\partial^2 X}{\partial x^2}, x_{51} = \frac{\partial^2 X}{\partial y^2}, x_{61} = \frac{\partial^2 X}{\partial z^2},$$

$$x_{71} = \frac{\partial^2 X}{\partial x \partial y}, x_{81} = \frac{\partial^2 X}{\partial y \partial z}, x_{91} = \frac{\partial^2 X}{\partial x \partial z}$$
(3.22)

$$b_{11} = w_i \Delta x_i \Delta X_i, b_{21} = w_i \Delta y_i \Delta X_i, b_{31} = w_i \Delta z_i \Delta X_i,$$

$$b_{41} = \frac{1}{2} w_i \Delta x_i^2 \Delta X_i, b_{51} = \frac{1}{2} w_i \Delta y_i^2 \Delta X_i, b_{61} = \frac{1}{2} w_i \Delta z_i^2 \Delta X_i,$$

$$b_{71} = w_i \Delta x_i \Delta y_i \Delta X_i, b_{81} = w_i \Delta y_i \Delta z_i \Delta X_i, b_{91} = w_i \Delta x_i \Delta z_i \Delta X_i$$
(3.23)

3.4. 가속도 포텐셜 법

파랑하중으로 인한 부유체에 작용하는 압력 및 힘을 계산하기 위해, 정확한 속도 포텐 셜의 시간 미분 Ø, (=əø/ət) 값을 추정하는 것이 필수적이다. 이를 구하기 위해 일반적 으로 후방 차분법이 적용되는데, 이는 간단히 계산이 가능하기는 하지만 부유체의 정확 한 힘을 추정해서 변위를 추정하기 위한 방법으로 적용하기에는 수치적인 오차가 발생된 다. 이러한 후방 차분법의 단점을 보완하기 위해, 가속도 포텐셜 법 (Acceleration potential method) 이 많이 활용되고 있다. 가속도 포텐셜 법은 가속도 포텐셜 차원 (Acceleration potential field) 에서 라플라스 방정식을 해결하는 것을 의미한다. 가속도를 식 3.24와 같이 나타낼 수 있다.

$$\vec{a} = \frac{\delta \vec{V}}{\delta t} = \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \vec{V}$$
(3.24)

또, 이를 식 3.25와 같이 표현할 수 있다.

$$\vec{a} = \frac{\partial \nabla \phi}{\partial t} = \frac{\partial \nabla \phi}{\partial t} + \left(\nabla \phi \cdot \nabla\right) \nabla \phi = \nabla \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left|\nabla \phi\right|^2\right) = \nabla \Psi$$
(3.25)

여기서, Ψ는 가속도 포텐셜을 의미한다. 하지만, 본 가속도 포텐셜은 비선형 항으로 인 해 라플라스 방정식이 성립되지 않는다 (Tanizawa, 1995). 비선형 항은 속도 포텐셜 관점 에서 직접 계산이 가능하고 속도 포텐셜의 시간 미분항은 라플라스 방정식이 성립하기 때문에, 속도 포텐셜의 시간 미분항을 이용하여 경계치 문제를 해결함으로 부유체에 작 용하는 힘과 이에 따른 운동 응답을 구할 수 있다.

$$\phi_t = \frac{\partial \phi}{\partial t} = \psi - \frac{1}{2} |\nabla \phi|^2$$
(3.26)

먼저 가속도 포텐셜 영역의 부유체 경계조건을 나타내는 것이 앞선 1.2절의 선행연구 에서 언급했듯이 매우 어렵다. 이를 나타내기 위해서 많은 방법들이 적용되었지만, 주로 Cointe 의 정리 (Cointe, 1989) 와 Tanizawa의 정리 (Tanizawa, 1995) 를 이용하였다. 하지만, 본 연구에서는 이 두 정리를 기반으로 통합된 표현으로 정리하여 나타낸 Letournel et al. (2017) 의 부유체 경계조건을 적용하였다. 식 3.27은 가속도 포텐셜 영역의 기본 부유체 경계조건을 보여주고, 식 3.28은 3차원에서의 q_B 항을 보여준다.

$$\frac{\partial \phi_{i}}{\partial n} = \vec{n} \cdot \left(\vec{a}_{0} + \vec{\omega} \times \vec{r}\right) + q_{B}$$

$$q_{B} = \left(\vec{\omega} \cdot \vec{s}_{1}\right) \left(\frac{\partial \phi}{\partial s_{2}} - 2\left(\vec{v} \cdot \vec{s}_{2}\right)\right) - \left(\vec{\omega} \cdot \vec{s}_{2}\right) \left(\frac{\partial \phi}{\partial s_{1}} - 2\left(\vec{v} \cdot \vec{s}_{1}\right)\right)$$

$$+ k_{n1} \left(\vec{v} \cdot \vec{s}_{1}\right) \left(\frac{\partial \phi}{\partial s_{1}} - \left(\vec{v} \cdot \vec{s}_{1}\right)\right) + k_{n2} \left(\vec{v} \cdot \vec{s}_{2}\right) \left(\frac{\partial \phi}{\partial s_{2}} - \left(\vec{v} \cdot \vec{s}_{2}\right)\right)$$

$$+ \left(\vec{v} \cdot \vec{n}\right) \left(\frac{\partial^{2} \phi}{\partial s_{1}^{2}} + \frac{\partial^{2} \phi}{\partial s_{2}^{2}} + \left(k_{n1} + k_{n2}\right) \frac{\partial \phi}{\partial n}\right)$$

$$(3.27)$$

여기서, a_0 , $\vec{\omega}$, \vec{r} 는 각각 부유체의 병진운동 가속도, 회전운동 가속도, 각 부유체 경계 계산점의 국부 좌표 벡터를 의미한다. 또, \vec{s}_1 와 \vec{s}_2 는 부유체 경계 요소의 법선 벡터를 의미하고, k_{n1} 와 k_{n2} 는 법선 벡터 방향으로의 회전 반경을 의미한다. ● 간접법

또, 간접법을 통해, 부유체에 작용하는 힘과 이에 따른 순간적인 변위를 추정하였다. 간접법은 가속도 포텐셜을 계산하기 위해 지배방정식이 성립하는 각 운동 모드에 대한 가상의 포텐셜 (ψ_i) 를 이용한다. 여기서, 가상의 포텐셜은 부유체의 각 운동 모드에 대 한 6가지 가속도 포텐셜과 일치한다. 도메인 내에서 지배 방정식인 라플라스 방정식이 성립하기에 이 가상의 포텐셜과 그린의 2차 정리를 통해 속도로부터 기인된 가속도 포텐 셜 (φ₇) 의 값을 구할 수 있다.

$$\nabla^2 \psi_i = 0 \tag{3.29}$$

$$\iint_{s} \left(\varphi_{7} \frac{\partial \psi_{i}}{\partial n} - \psi_{i} \frac{\partial \varphi_{7}}{\partial n} \right) ds = 0$$
(3.30)

간접법은 먼저 운동 모드에 대한 가속도 포텐셜 (φ_i,*i*=1~6) 을 계산하고 이를 바탕 으로 속도에 의한 가속도 포텐셜 (φ₇) 을 계산함으로 전체 유체동역학적 압력을 계산할 수 있다. 하지만, 각 요소에 작용하는 유체동역학적 압력은 계산이 불가능하다. 그러므로 이와 같은 방법은 전선 구조 해석과 같은 각 요소에 작용하는 압력이 필요할 시에는 적 용이 불가능하다. 식 3.30를 경계 조건 및 경계면에 따라 정리하면 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\iint_{S_B} \varphi_7 n_i ds = \iint_{S_B} \psi_i(q_B) ds - \iint_{S_F} \frac{\partial \psi_i}{\partial n} \left(-g\eta - \frac{1}{2} |\nabla \phi|^2 \right) ds + \iint_{S_m} \psi_i\left(\frac{\partial \phi_i}{\partial n}\right) ds \quad (3.31)$$

이와 같은 방법으로 모드분해법에 비해 선형 대수 행렬의 연산의 횟수를 줄일 수 있는 이점을 가지고 있다. 이와 같이 계산된 가속도 포텐셜의 값을 적용하여 부유체에 작용하 는 압력과 힘, 변위를 계산할 수 있다. 압력을 계산하기 위해, 베르누이 방정식을 활용 -44(식 3.32) 하였고, 뉴턴의 제 2 법칙을 토대로 부유체의 운동을 추정 (식 3.33) 하였다.

$$P = -\rho \left(\sum_{i} a_i \varphi_i + \varphi_7 + gz + \frac{1}{2} \left| \nabla \phi \right|^2 \right)$$
(3.32)

$$ma_i = F_i = \int_{S_B} Pn_i \, ds - W\delta_{i3} \tag{3.33}$$

3.5. 추가적인 수치 기법

● 램프 함수

포텐셜 수치 조파 수조의 급작스런 변화로 인해 발생되는 불필요한 천이구간 (Transient mode) 을 줄이기 위해, 해석 초반 입사파 경계조건에 램프 함수 (Ramp Function) 를 적용하였다. 램프 시간으로는 약 2T (Wave period, 파 주기)를 사용하였고, 이때 램프함 수의 식은 3.34과 같이 표현하였다.

$$r(t) = \begin{cases} 1 & \text{for } t > 2T \\ 1 - \cos\left(\frac{\pi}{2}\frac{t}{4T}\right) & \text{for } t \le 2T \end{cases}$$
(3.34)

• 평탄화 기법

자유표면의 비선형과랑 묘사 시, 비물리적인 톱니 불안정성 (Saw-tooth instability) 이 발 생할 수도 있다. 이를 방지하기 위해, 평탄화 기법으로는 일반적으로 Chebyshev five-point smoothing 기법과 B-spline 기법이 활용된다 (Longuet-Higgins and Cokelet, 1976; Koo and Kim, 2004; Abbasnia and Ghiasi, 2015). 본 연구에서는 Chebyshev five-point smoothing 기법을 적용 하였고, 자세한 내용은 부록 9.2에 나온다.

● 역행렬 연산

3D-FN-PNWT을 이용한 해석을 위해서는 매 순간 마다 각 경계면의 재배열하고 이에 따른 영향함수와 경계 조건을 계산해야 한다. 계산된 영향 함수와 경계 조건을 식 2.5의 경계 적분 방정식에 적용하여 각 경계면의 해를 계산한다. 이를 위해 역행렬 연산이 필 수적으로 고려되어야 하는데, GMRES (Generalized minimal residual method) 법을 적용하였다 (Saad and Schultz, 1986). GMRES 법은 선형 대수적 형렬 계산을 위한 반복법의 일종이다. 또한, 효과적인 계산 속도를 위해, Right preconditioning을 적용하였다.

3.6. 완전 비선형 포텐셜 수치 조파 수조 흐름도

완전 비선형 포텐셜 수치 조파 수조 (3D-FN-PNWT) 는 혼합 라그랑지안 오일러리안 법을 기반으로 한 비선형 파랑과 이에 따른 부유체 운동에 나타내기에 적합한 방법 중 하나이다. Fig. 3-2는 본 포텐셜 수치 조파 수조의 흐름도를 나타낸다. 먼저 기본적인 부유 체 제원, 전체 해석 유체 도메인의 제원, 요소 크기, 파랑 정도, 추가적인 고려되어야 할 영향 (점성 감쇠 영향, PTO 시스템 영향) 등을 입력하고, 이를 바탕으로 부유체를 비롯한 전체 유체 계산 도메인의 요소들을 생성한다. 그리고 앞선 제 2 장에서 검증된 방법으로 영향 행렬을 계산한다. 본 영향 행렬과 속도 포텐셜 영역에서의 경계 조건을 고려하여 각 계산점의 해 ($\phi - S_B, S_m, S_W; \phi_n - S_F$) 를 계산하고, 이를 바탕으로 각 자유표면의 높이를 계산한다. 또, 앞서 계산한 속도 포텐셜을 바탕으로 가속도 포텐셜을 계산하는데, 같은 영향 함수에 가속도 포텐셜의 경계조건을 적용하고, 각 계산점의 가속도 포텐셜 영역에 서의 해를 계산하다. 이 중, 부유체 경계면 (S_B) 의 가속도 포텐셜을 바탕으로 부유체에 작용하는 전체 외력을 계산할 수 있다. 이와 동시에, 추가적인 외력 혹은 PTO 시스템의 영향들을 고려해 줌으로 최종적인 부유체의 운동 응답 (변위, 속도, 가속도) 및 추출 파 위 등을 계산할 수 있다. 이렇게 계산된 부유체의 변위와 자유표면의 높이 변화에 따라

- 46 -

계산점의 위치를 업데이트하여 다음 계산 시간 단계에서의 부유체 및 자유표면의 위치를 고려한 해석을 수행한다. 이러한 해석을 정해진 계산 횟수만큼 반복한 후 계산을 종료하 게 된다. 대략적인 내용은 Fig. 3-2가 잘 나타내고 있다.



Fig. 3-2 Flow chart for fully nonlinear analysis using potential numerical wave tank

4. 완전 비선형 포텐셜 수치 조파 수조 검증

본 장에서는 비선형 파랑 하중에 의한 가동물체형 파력발전 장치의 운동 성능 및 추출 파워 등을 추정하였다. 이를 위해, 3차원 완전 비선형 포텐셜 수치 조파 수조 (3D-FN-PNWT) 를 개발하였다. 본 항에서는 3D-FN-PNWT를 단계별로 해석 및 검증하였다. 검증 단계는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

- 1. 부유체가 없는 상태에서의 파랑 생성 및 전파 문제
- 2. 선형 및 비선형 파랑 하중 중에서의 부유체의 산란 문제 해석
- 3. 부유체의 비선형 방사 문제 해석
- 4. 선형 및 비선형 파랑 하중 중에서의 부유체의 자유 거동 문제 해석

4.1. 부유체가 없는 상태에서의 파랑 생성 및 전파 문제

3D-FN-PNWT의 가장 먼저 고려되어야 할 부분은 입사하는 파도가 원하는 파가 정확히 생성되는지가 중요하다. 그리고 이러한 파랑이 다른 물리적인 영향 (바닥면 효과나 반사 파 혹은 부유체의 의해 발생되는 산란파와 반사파 등으로 인한 변화) 가 없을 경우 파랑 의 형태가 변화하지 않고 잘 전파되는지 중요하며, 폭 방향으로도 같은 파랑이 입사되고 전파되어 나가는지를 확인하는 것이 필요하다.

본 파랑 생성 및 전파 문제를 위해, 3D-FN-PNWT의 제원은 길이 방향으로는 6 파장, 폭 방향으로는 1파장, 깊이 방향으로는 무한 수심 효과를 위해 0.5 파장을 적용하였다. Fig. 4-1는 입사파 생성 및 전파를 위한 3D-FN-PNWT의 자유표면의 계략도를 보여준다. 반사되는 파를 없애 주기 위해 3D-FN-PNWT 자유표면 뒷부분에 2 파장 길이의 인공 감 쇠 영역을 적용하였다. 본 문제 해결시에만 앞쪽 및 옆쪽 인공 감쇠 영역을 고려하지 않 았다. 인공 감쇠항은 φ_n -η 형태를 적용하였다.



Fig. 4-1 Overview of 3D-PNWT for wave propagation problem



t=2T, h=deep water (Ramp function)



Fig. 4-2 Snapshots of wave propagation in the 3D-FN-PNWT

Fig. 4-2은 3D-FN-NWT의 파랑이 생성되어 전파되는 모습들을 보여준다. 먼저 프로그램 의 안정성을 위해, 램프 함수를 적용하여 파랑이 차츰차츰 생성되도록 설정하였다. 램프 함수가 적용되는 시간은 해석 시작 후 입사파 주기의 2배로 정하였다. 이는 Fig. 4-2의 맨 위 그림에서 생성된 작은 파랑은 이러한 램프 함수의 영향 때문이다. 이후 해석 시간이 4 T 에서 8 T 로 증가하는 동안 입사파가 점차 전파되는 것을 확인할 수 있다. 또한, 마 지막 19 T에서의 스냅샷을 통해 알 수 있듯이 3D-FN-PNWT 뒷부분의 인공 감쇠 영역이 잘 적용되고 있어 외해 조건이 잘 형성되고 있음을 보여준다.

Fig. 4-3은 입사파가 잘 생성이 되는지를 확인하기 위해 본 3D-FN-PNWT를 통해 생성 되는 입사파의 시계열 자료를 실제 스톡스 2차 파랑의 이론해의 값과 비교하였다. 본 그 래프에서 x 축은 시간을 입사파 주기로 나누어 나타냈고, y 축은 입사파의 진폭으로 자유 표면의 높이를 나누어 나타냈다. 본 그래프의 파랑 조건은 입사파 주기가 3초, 파고가 0.4m, 물 깊이는 3m인 경우일 때이다. 이론해로 구한 스톡스 2차 파랑의 값이 수치해석 을 통해 구현된 자유표면의 높이의 값과 상당히 일치하는 것을 확인할 수 있다. 게다가 본 해석 조건은 파 기울기가 1/30으로 비교적 파랑의 비선형성이 있을 때이므로, 생성된 파랑의 평균값이 0보다 살짝 큰 것을 알 수 있다.



Fig. 4-3 Comparison of time series of wave elevation between numerical and theoretical results (Num : Numerical results, Theory : Theoretical results)



Fig. 4-4 Time series of wave elevation on various x coordinates



Fig. 4-5 Time series of wave elevation on various y coordinates



Fig. 4-6 Time series of wave elevation on various wave steepness conditions

Fig. 4-4와 Fig. 4-5는 x 방향 및 y 방향 위치에 대한 입사파의 자유표면 높이의 시계열 자료를 보여준다. 먼저, Fig. 4-4는 x 방향 계측 위치에 따라 3D-FN-PNWT 앞부분에서 생 성된 파랑의 자유표면 높이이 x 방향을 따라 전파되면서 그 크기가 증가하거나 감소하지 않고 잘 전파되었다. 또, x=5λ 에서 관측한 자유표면 높이의 경우와 x=6λ 에서 관측한 자 유표면의 높이가 생성한 파 보다 상당히 작은 것을 알 수 있는데, 이는 외해 조건을 만 족시키기 위해 적용된 인공 감쇠 영역의 영향으로 볼 수 있다. 입사파 생성 및 전파를 확인해보기 위해 3D-FN-PNWT의 길이를 길게 하고 폭을 좁게 하여 적용하였고 인공 감 쇠 영역을 자유표면 뒷부분의 2 파장의 길이로 적용을 하였기 때문에 x=5λ 지점에서 약 70% 감소하고 x=6λ 지점에서 거의 자유표면의 높이가 0과 가까운 것을 볼 수 있다. 이 를 통해 인공 감쇠 영역으로 인한 외해 조건이 잘 성립됨을 알 수 있다. Fig. 4-5는 y 방 향에 관계 없이 생성된 파랑이 상당히 유사함을 확인할 수 있다. 이를 토대로 y축 방향 으로 동일한 파도가 잘 생성되어 끝까지 잘 전파하는 것을 확인할 수 있다.

Fig. 4-6은 다양한 파 기울기에 대한 자유표면 높이의 시계열 자료를 비교하였다. 이때

- 53 -

명확한 비교를 위해, y 축을 자유표면 높이를 입사파의 파고로 나누어 나타냈다. 파 기울 기가 작은 1/120 ~ 1/60 인 경우, 파도의 골 (Trough) 과 마루 (Crest) 의 절대값이 동일한 선형파가 발생되었다. 하지만, 파의 기울기가 증가함에 따라, 파도의 골과 마루의 값이 양의 방향으로 증가하는 비선형파가 발생되는 것을 확인할 수 있다. 이러한 비선형파를 적용하여 이후 4.2 ~ 4.4절에서 부유체의 산란 문제와 방사문제를 해결 및 검증하였고, 부 유체의 자유 거동 문제 또한 해석하였다.

4.2. 선형 및 비선형 파랑 하중 중에서의 부유체의 산란 문제 해석

앞서 구현된 3D-FN-PNWT를 활용하여 고정된 부유체에 작용하는 파랑에 의한 파랑 환 경 하중을 추정하는 산란 문제를 해결하였다. 파랑에 의한 파랑 환경 하중은 부유체의 존재로 인해 발생되는 산란파에 의해 부유체에 작용하는 힘인 산란력과 함께 산란되지 않은 파랑에 의한 부유체에 작용하는 푸르드 클리로브 힘 (Froude-krylov Force, FK force) 의 합으로 나타낼 수 있다. 보통 이런 전체 파랑 환경 하중을 계산하기 위해, 유한 차분 법 중 하나인 후방 차분법을 이용한 해석이 주를 이루지만, 본 연구에서는 앞서 설명했 던 가속도 포텐셜 법을 적용하여 힘을 계산하였다.

3D-FN-PNWT의 제원은 부유체 경계면 주변의 자유표면의 요소들을 제외하고 x 축 방향으로 4 파장, y 축 방향으로 2 파장, z 방향으로 0.5 파장으로 적용하였다. 즉, 파장의 길이에 따라 3D-FN-PNWT의 제원이 달라진다. 이는 원활한 파랑 입사와 이에 따른 부유 체에 작용하는 힘을 명확히 추정하기 위함이다. 물 깊이가 파장의 0.5 배가 되는 경우는 심해 조건을 의미하고, 전체 계산 도메인이 x 축 대칭으로 나타냄으로 계산 요소 및 계 산점의 수를 줄여 계산 시간을 단축하였다. 그리고 외해 조건을 적용하기 위해, 자유표면 의 앞쪽, 옆쪽, 뒤쪽에 인공 감쇠 영역을 적용하였고, 각 감쇠 영역의 길이는 1 파장으로 적용하였다. Fig. 4-7은 이러한 전체 3D-FN-PNWT의 해석 도메인을 나타낸다. x 축 대칭으 로 하여 부유체를 비롯한 전체 계산 도메인을 반만 수치 모델링하였다. 또, Fig. 4-8은 부 유체의 경계면과 부유체 주변의 자유표면 경계면의 요소의 배치를 보여준다. 부유체 경계면 근처의 자유표면의 경계면의 요소들을 부유체 경계면을 중심으로 배치되어 있는 것 을 볼 수 있다. 그 외에 경계면은 균일한 사각 요소로 나타냈다.

Fig. 4-9는 부유체 경계면의 요소들을 보여준다. 해석 모델은 파고의 높이와 관계 없이 수선면적이 동일한 수직 원통형 부유체를 적용하였다. 이때, 원통형 부유체의 높이 1.0 m, 반지름 1.0 m 로 적용하였으며, 앞선 언급했던 것과 같이 x 축 대칭을 고려한 해석을 수 행했기 때문에 부유체의 경계면을 반 만 수치 모델링 하였다.

- 55 -



Fig. 4-7 Overview of diffraction problem using PNWT



Fig. 4-8 Elements of a buoy and free-surface near the buoy



Fig. 4-9 Buoy elements (350 elements)



Fig. 4-10 Snapshot of diffraction problem using PNWT (t = 8T, T=3 sec)

Fig. 4-10은 입사파의 주기가 3초이고 해석 시간이 약 24초인 파랑이 상당히 전파 되어 정상 상태 (Steady state) 일 때의 전체 자유표면 높이의 스냅샷 (Snapshot) 을 보여준다.

3D-FN-PNWT의 자유표면 뒷부분에 파랑이 거의 존재하지 않는 것을 확인할 수 있듯이 뒤쪽 인공 감쇠 영역이 잘 작동함을 알 수 있다. 이와 대조적으로 앞쪽과 옆쪽 인공 감 쇠 영역은 스톡스 2차 파도의 이론해를 바탕으로 인공 감쇠 영역이 적용되기 때문에 입 사하는 파도가 그대로 남아있고 추가적으로 발생되는 산란파만 강제로 감쇠시켜 주는 것 을 알 수 있다. 이는 Fig. 4-11에서 명확하게 확인할 수 있는데, Fig. 4-11은 옆쪽 인공 감쇠 영역의 영향을 확인하기 위해 인공 감쇠 영역의 유무에 따른 부유체와 인공 감쇠 영역 사이의 자유표면 파고를 비교하였다. 이를 입사파의 주기가 2.2초인 경우 (a) 와 2.5초인 경우 (b) 를 확인하여 보았는데, 옆쪽 인공 감쇠 영역이 없는 경우 약 50~60 초 부근부터 시작해서 자유표면의 높이가 계속적으로 증가하였으나, 인공 감쇠 영역이 있는 경우 처 음 입사했던 파도의 높이가 일정하게 유지되는 것을 알 수 있다. 이를 통해 인공 감쇠 영역이 매우 잘 적용되고 있음을 확인할 수 있다.



Fig. 4-11 Time series of wave elevation with and without side artificial damping zone (Wave elevation measurement point : $x=2\lambda+a$, $y=1\lambda$)



Fig. 4-12 Comparison of vertical excitation force on various numbers of free-surface nodes per one wave length



Fig. 4-13 Comparison of vertical excitation force on various time step conditions

Fig. 4-12는 자유표면의 계산점 개수에 따라 다양한 입사파 주기에서의 부유체에 작용 하는 파랑 환경 하중을 비교함으로 수렴도 검사를 수행하였다. 각 입사파 주기에서 자유 표면의 한 파장당 계산점 개수가 증가함에 따라 부유체에 작용하는 파랑 환경 하중의 값 이 수렴하는 것을 확인할 수 있다. 특히 한 파장당 8개의 계산점을 이용하여 파도를 묘 사할 때는 파랑 환경 하중의 값이 다른 조건에 비해 약 2~5% 작게 발생하였고, 16개 이 상인 경우 파랑 환경 하중의 값이 다른 조건에 비해 약 2~5% 작게 발생하였고, 16개 이 상인 경우 파랑 환경 하중의 값이 상당히 일치하였다. 그리하여, 본 연구에서는 한 파장 당 20개의 계산점을 적용하여 앞으로의 모든 연구를 수행하였다. 또, Fig. 4-13은 시간 단 계 간격 (Time step) 에 따른 수렴도 검사를 수행하였는데, 한 주기당 시간 단계의 개수가 증가함에 따라 각 입사파 주기에서 파랑 환경 하중이 수렴하였다. 이후 본 연구에서는 한 주기당 시간 단계의 개수를 64로 고정하여 해석을 수행하였다. 이를 바탕으로 이후 진행되는 연구에서는 한 파장당 20개의 계산점과 한 주기당 시간 단계 개수를 64로 정하 여 모든 수치해석을 수행하였다.

Fig. 4-14는 수직 원통형 실린더에 작용하는 전체 파랑 환경 하중의 수직력과 수평력을 파랑 그린 함수를 기반으로 한 주파수 영역 유체동역학적 상용프로그램인 WAMIT의 결 과와 비교하였다. 수평력은 $F_x/(
ho g R^2 A)$ 로, 수직력은 $F_z/(
ho g R^2 A)$ 로 무차원화 하여 나 타냈다. 여기서 R은 원통형 실린더의 반지름을 의미한다. 다양한 입사파 주기 조건에서 상용프로그램을 활용한 주파수 영역 해석 (WAMIT(Fre)) 과 3D-PNWT을 기반으로 한 선 형 시간 영역 해석 (Time(Lin)) 및 완전 비선형 시간 영역 해석 (Time(Nonlin)) 의 결과를 비교하였다. 선형 시간 영역 해석은 3D-PNWT의 계산 도메인을 적용하여 선형 자유 표 면 경계 조건 및 선형 입사파 경계 조건을 적용하여 직접 시간 영역 해석을 수행하는 방 식으로, 비선형 해석과 달리 부유체의 운동과 자유표면의 높이의 변화가 1차 조화 함수 의 형태로 나타난다는 가정하에 계산점을 그 움직임에 따라 재배열하지 않고 시간 영역 유체동역학적 해석을 수행한다. 완전 비선형 시간 영역 해석의 경우, 자유표면의 높이 변 화와 부유체의 운동 변화에 따라 자유표면의 경계면과 부유체의 경계면을 재구성하고 비 선형 자유표면 및 입사파 경계 조건을 적용하는 방법을 의미한다. 본 해석 결과는 입사 파의 파고가 작은 경우를 고려했기에 비선형 파도에 대한 효과가 작아 원통형 실린더에 작용하는 수평력, 수직력이 3가지 해석 결과 (상용프로그램을 활용한 주파수 영역 해석, 3D-PNWT를 활용한 시간영역 선형 해석 및 시간영역 비선형 해석) 가 서로 잘 일치하는

- 60 -
것을 확인할 수 있다. Fig. 4-15는 3D-PNWT를 기반으로 한 완전 비선형 해석시 수직 원통 형 실린더에 작용하는 파랑 환경 하중 중 수직력 (F_z) 을 각 주파수 성분으로 나누어 나 타냈다. 이를 위해 고속 푸리에 변환을 수행하였으며, 주파수에 따른 힘의 성분을 0차 주 파수 성분 (Mean-drift force), 1차 주파수 성분, 2차 주파수 성분 등으로 나누어 나타냈다. x 축은 파 기울기 (H/λ) 를 의미하고, y 축은 각 힘의 성분을 무차원화 시켰다. 여기서 1 차 주파수 성분은 입사파 진폭으로 무차원화 시켰고 ($F_{z(1)}/(\rho g R^2 A)$), 0차 주파수 성분과 2차 주파수 성분의 경우, 입사파 진폭의 제곱으로 무차원화 시켰다 ($F_{z(0)}/(\rho g R A^2)$, $F_{z(2)}/(\rho g R A^2)$). 이와 같이 적절한 무차원화를 통해 파 기울기에 관계없이 비교적 일정 한 값을 갖는 것을 확인할 수 있다. 이는 기존의 연구들과 마찬가지로 0차 주파수 성분 과 2차 주파수 성분은 입사파의 진폭의 제곱이 비례함을 다시 한번 확인할 수 있다. 또 한, 1차 주파수 성분이 상당히 큼을 확인할 수 있고, 상대적으로 2차 주파수 성분이 매우 작게 나타나는 것을 알 수 있다.



Fig. 4-14 Comparisons of excitation forces for a truncated vertical cylinder on various numerical analysis methods (R=d=1m, A=0.1m, Deep water)



Fig. 4-15 Various frequency components of vertical excitation force for a truncated vertical cylinder (R=d=1m, T=3s, Deep water)



Fig. 4-16 Comparison of horizontal excitation force of bottom-mounted vertical cylinder on various wave steepness conditions (R=h=d=1m)

Fig. 4-16은 착저된 수직 원통형 실린더에 작용하는 수평력을 비교하였다. 이때, 부유체 의 흘수와 반지름은 동일하지만, 물 깊이를 부유체의 흘수와 동일한 1.0 m 로 설정하였다. 또, y 축은 수평력을 *F_x*/(*ρgR*²*A*)로 무차원화 하였고, x 축은 *kR*로 무차원화 하여 나타 냈다. 파 기울기가 1/100일 때와 1/20인 경우를 고려하여 원통형 실린더에 작용하는 수평 력을 비교하였다. 먼저, 본 연구의 결과가 Bai and Teng(2013)의 결과와 상당히 일치하는 것을 확인할 수 있다. Bai and Teng(2013)은 3D-PNWT를 활용하여 동일한 모델에 대한 2차 약한 비선형 해석을 수행한 바 있다. 2차 약한 비선형 해석은 1차 주파수 성분에 대한 해 석과 2차 주파수 성분에 대한 해석을 수행하여 이를 합치는 것을 의미한다. 파 기울기에 대한 영향은 *kR* 이 작은 장파 영역에서 크게 발생되고, 반대로 *kR* 이 작아지면 비선형성 의 영향도 함께 작아졌다.



Fig. 4-17 Overview of radiation problem using 3D-PNWT

4.3. 부유체의 비선형 방사 문제 해석

다음으로 3D-FN-PNWT 기법을 적용하여 방사 문제에 대한 해석을 수행하였다. 방사문 제는 부유체에 강제 조화 운동 (Forced harmonic motion) 을 적용하여 이로 인해 부유체에 작용하는 힘을 계측하고 이 힘을 바탕으로 부가질량 (Added mass) 과 방사 감쇠 계수 (Radiation damping coefficient) 를 구하는 것이다. 방사력으로부터 부가 질량과 방사 감쇠 계수를 구하는 방법은 Koo and Kim (2006) 과 Zhou et al. (2013) 의 논문을 참조하였다. Fig. 4-17은 본 방사문제의 계략도를 나타낸다. 본 문제를 해결시에도 기존 해석과 마찬가지 로 앞쪽, 옆쪽, 뒤쪽 인공 감쇠 영역을 적용하였으나, 본 문제는 입사하는 파랑이 없기 때문에 앞쪽, 옆쪽 인공 감쇠 영역 모두 뒤쪽 인공 감쇠 영역과 동일하게 적용하였다. 기 타 다른 3D-FN-PNWT의 제원은 기본 산란문제 해석과 동일하다.

먼저, 부유체에 작용하는 힘을 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$F_i(t) \cong -m_{aij} \dot{\xi}_j - b_{ij} \dot{\xi}_j - c_{ij} \xi_j$$
(4.1)

여기서, *m_a*, *b*, *c*는 각각 부가질량, 방사 감쇠 계수, 복원력 계수를 의미한다. 그리고 모든 부유체 운동 주기에서 이 힘의 오차(Error)를 최소화 시켜야 하는데, 이때 오차를 다 음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\varepsilon^{2} = \int_{0}^{T} \left(F_{i}(t) + m_{aij} \ddot{\xi}_{j} + b_{ij} \dot{\xi}_{j} + c_{ij} \xi_{j} \right)^{2} dt$$

$$\tag{4.2}$$

식 4.2을 최소 자승법 (Least-square-fit method) 와 직교성 관계 (Orthogonality relation) 을 이용하면 다음과 같이 항들을 정리할 수 있다.

$$\frac{\partial \varepsilon^2}{\partial m_{aij}} = 2 \int_0^T \left(F_i(t) + m_{aij} \ddot{\xi}_j + b_{ij} \dot{\xi}_j + c_{ij} \xi_j \right) \ddot{\xi}_j dt$$
(4.3)

$$\frac{\partial \varepsilon^2}{\partial b_{ij}} = 2 \int_0^T \left(F_i(t) + m_{aij} \ddot{\xi}_j + b_{ij} \dot{\xi}_j + c_{ij} \xi_j \right) \dot{\xi}_j dt$$
(4.4)

여기서, 장제 조화 진동의 부유체 변위, 속도, 가속도를 식 4.5과 같이 정리하여 식 4.3 과 4.4에 대입하면 최종적으로 부가질량과 방사 감쇠 계수를 식 4.6과 식 4.7의 식으로 구할 수 있다.

$$\xi_j = A_j \sin \omega t, \, \dot{\xi}_j = A_j \omega \cos \omega t, \, \ddot{\xi}_j = -A_j \omega^2 \sin \omega t \tag{4.5}$$

$$m_{aij} = \frac{1}{\pi A_j \omega} \int_0^T F_i(t) \sin \omega t dt + \frac{c_{ij}}{\omega^2}$$
(4.6)

$$b_{ij} = -\frac{1}{\pi A_j} \int_0^T F_i(t) \cos \omega t dt$$
(4.7)

여기서, *A_j* 는 j 번째 운동 모드에 대한 부유체의 강제 운동 진폭, ω는 부유체의 강제 진동 주파수를 의미한다. 단, 3D-PNWT를 기반으로 한 선형 시간 영역 해석시에는 부유 체의 움직임에 따라 부유체의 경계면을 재배열하지 않기 때문에 식 4.6의 마지막 복원력 계수에 관한 항을 고려하지 않는다.



Fig. 4-18 Snapshot for radiation problem (T = 3s, t = 9T, $A_3 = 0.05m$)

Fig. 4-18은 원통형 부유체의 방사문제에 대한 스냅샷을 보여준다. 부유체의 강제 조화 운동으로 인해 방사파가 부유체를 중심으로 퍼져 나가는 것을 확인할 수 있다. 또한, 앞 쪽, 옆쪽, 뒤쪽 인공 감쇠 영역으로 인해 방사파가 끝으로 갈수록 감소하는 것을 볼 수 있고, 이는 인공 감쇠 영역으로 인한 외해 조건이 잘 형성되고 있음을 의미한다. 또, Fig. 4-19는 입사파의 주기가 3 초 이고 부유체의 강제 진동 진폭이 0.05 m 일 때, 부유체의 강제 진동 진폭, 속도, 가속도 및 방사력 시계열 그래프를 나타낸다. Fig. 4-19의 위 그래 프는 앞선 식 4.5에서 표현한 부유체의 강제 진동의 시계열 자료를 나타내고, 밑 그래프 는 이로 인한 부유체에 작용하는 방사력을 의미한다. 방사력 그래프가 오랜 시간이 지나 도 일정한 정상 상태를 유지하는 것을 보아, 자유표면 끝부분에 존재하는 인공 감쇠 영 역으로 인해 외해 조건이 잘 적용되는 것을 확인할 수 있다.



Fig. 4-19 Time series of buoy displacement, velocity, acceleration, and radiation force $(T = 3s, A_3 = 0.05m)$



Fig. 4-20 Comparison of added mass and radiation damping coefficient for a vertical cylinder buoy on various analysis methods (R=d=1m, h=3m, A₃=0.1m)



Fig. 4-21 Comparison of wave run-up for a forcibly oscillating vertical cylinder (R=1m, R/h=0.2, d/h=0.5, A₃=0.02m)



Fig. 4-22 Comparison of 2nd order force components of a radiation force on various analysis methods (R=1m, R/d=2, h/R=1.5, A₃/R=0.05)

Fig. 4-20은 다양한 입사파 주기에서 방사력을 통해 구한 상하 운동에 대한 부가 질량 과 방사 감쇠 계수를 나타낸다. 본 3D-FN-PNWT의 해석 결과를 주파수 영역 해석 결과 및 선형 시간 영역 해석 결과와 비교하였다. 주파수 영역 해석은 상용프로그램인 WAMIT을 사용하였으며, 시간 영역 해석은 3D-PNWT를 이용하여 선형 해석을 수행하였 다. 본 결과는 강제 운동 진폭이 작아 선형 해석 조건과 일치한다. 그리하여 부가질량과 방사 감쇠 계수가 주파수 해석 결과 및 선형 해석과 거의 일치함을 확인할 수 있다. Fig. 4-21은 방사 문제로 인한 파 상승 (Wave run-up) 을 기존의 타 연구자들의 해석 결과와 비교하였다. Bai and Eatock taylor (2006) 은 고차 경계 요소법을 적용하여 방사문제를 해결 하였다. 이때, 부유체의 반지름과 흘수의 비 (*R*/*d*) 가 0.4이며, 흘수와 물 깊이의 비 (*d*/*h*)는 0.5였다. 또, 강제 진동 진폭은 약 0.02 m 였다. 이를 본 해석 결과와 비교해 보 면, 대체로 기존의 고차 경계 요소법의 결과와 대체로 일치하였다. 이를 통해 일정 패널 법을 적용하긴 하였지만, 그 영향은 미비함을 확인할 수 있었다. Fig. 4-22는 부유체의 상하 운동 방사력의 2차 주파수 성분에 대해 기존의 연구들과 비 교하였다. 비교를 위해 기존의 모델과 다른 반지름이 1.0 m, 흘수는 0.5 m, 물 깊이는 1.5 m인 모델을 바탕으로 해석을 수행하였다. 먼저, Teng (1995) 은 같은 문제를 고차 경계 요 소법을 기반으로 한 주파수 영역 해석으로 해결하였고, Bai (2001) 는 B-spline을 기반으로 한 경계요소법의 시간 영역 해석을 수행하였다. 또, Shao and Faltinsen (2010) 은 약한 비선 형 해석 기법 (Weakly nonlinear hydrodynamic analysis) 을 적용하여 같은 문제를 해결하였 다. 본 3D-FN-PNWT 해석에서 2차 주파수 성분을 추출하기 위해, 고속 푸리에 변환을 적 용하여 2차 주파수 성분의 방사력만 추출하였다. 전체적으로, 본 연구의 결과는 대체로 Bai 및 Shao and Faltinsen의 결과와 대체로 일치하였고, *kR*가 증가할수록 방사력의 2차 주 파수 힘 또한 증가하였다.

4.4. 선형 및 비선형 파랑 하중 중에서의 부유체의 자유 거동 문제 해석

본 연구에서는 지금까지 산란 문제와 방사 문제를 통해 검증한 3D-FN-PNWT을 기반 으로 하여 선형 및 비선형 파랑 중에서의 부유체의 자유 거동 문제 해석을 수행하였다. 이때, HPA를 목표로 해석을 수행하기 때문에 부유체의 상하운동을 제외한 모든 운동 모 드는 구속하여 수치 해석을 수행하였다. Fig. 4-23는 선형 및 비선형 파랑 하중 중에서의 부유체의 자유 거동 문제 해석에 관한 전체적인 계략도를 보여준다. 산란문제와 같이 비 선형 파랑을 입사파 경계 조건에서 고려하였으며, 앞쪽, 옆쪽 인공 감쇠 영역에서 스톡스 2차 파랑의 포텐셜의 이론해을 이용하여 적용하였다. 가속도 포텐셜 법과 동시에 간접법 을 적용함으로써 부유체에 작용하는 순간적인 힘과 이에 따른 부유체의 변위를 추정하였 다. 이외에 다른 조건은 이전 방사 문제와 산란 문제 해결시의 조건과 동일하다.

Fig. 4-24는 입사파의 주기가 3 초 이고 입사파 주기의 13 배 인 시간에서의 스냅샷을 보여준다. 부유체의 존재로 인한 산란파와 운동으로 인한 방사파가 발생되고 있음을 알 수 있고, 옆쪽 인공 감쇠 영역으로 인해 외해 조건이 잘 고려되고 있음을 또 알 수 있다.

- 70 -



Fig. 4-23 Overview of only heave motion allowed problem using 3D-PNWT



Fig. 4-24 Snapshot of only heave motion allowed problem using 3D-PNWT (t = 13T, T=3s)

Fig. 4-25는 초기 변위와 초기 속도를 각각 주었을 때의 부유체의 변위 변화를 시계열 로 나타냈고, 이를 Bai and Teng (2013) 의 결과와 비교하였다. Bai and Teng (2013) 은 2차 약 한 비선형 해석을 통해 부유체의 운동 성능을 추정하였으며 본 초기 변위 및 초기 속도 를 적용시의 해석을 통해 기존 Newman의 결과와 비교 검증한 바 있다. 그래서 본 연구 에서는 Bai and Teng (2013) 의 논문과 마찬가지로 같은 크기의 원통형 실린더를 적용해서 부유체가 어떻게 움직이는지에 대해 조사하였다. x 축은 시간을 g/R의 제곱근으로 무차원 화 하였고, y 축은 초기 진폭 (A_{ini}) 혹은 초기 속도 (V_{ini}) 로 부유체의 상하 운동 변위를 나누어 나타냈다. Bai and Teng (2013) 의 결과와 상당히 초기 변위 조건과 초기 속도 조건 모두 잘 일치하였다. 이 중 특히 초기 변위 조건은 Free-decay test와 동일하여 이 또한 검 증되었다고 볼 수 있다.



Fig. 4-25 Time series of the buoy vertical displacement for specific initial condition (R=d=1m, h=3m, A=0.1m, (a) initial displacement, (b) initial velocity)



Fig. 4-26 Comparison of heave RAO on various analysis methods (R=d=1m, h=3m, A=0.05m)

Fig. 4-26은 수직 원통형 실린더의 3D-FN-NWT를 적용하여 수행된 완전 비선형 해석 (Time(Nonlin)) 의 상하 운동 응답을 주파수 영역 해석 (WAMIT(Fre)) 의 결과 및 선형 시 간 영역 해석 결과 (Time(Lin)) 와 비교하였다. 주파수 영역 해석과 선형 시간 영역 해석 은 앞선 해석과 동일하게 적용하였다. 결과 비교를 위해 비교적 선형파 조건인 입사파 진폭이 0.05 m 인 경우를 해석하여 비교하였다. 이때, 주파수 영역 해석의 결과 및 선형 시간 영역 해석의 결과와 비선형 시간 영역 해석의 결과가 거의 일치하는 것을 확인할 수 있다.

이와 같이 본 장에서는 파랑의 생성 및 전파 문제, 산란문제와 방사문제, 부유체의 운 동 응답 문제 등을 다루며 본 3D-FN-PNWT의 결과를 기존의 해석 결과 및 실험 결과와 비교 검증하였다. 이를 통해 본 해석 기법의 타당성을 증명하였으며 이를 토대로 PTO 시스템의 수치 모델링을 적용하여 HPA의 성능 해석을 수행하였다.

5. PTO(Power Take-off) 시스템

PTO (Power take-off) 시스템은 에너지를 변환하여 생산하는 시스템을 의미한다. 이는 파 력 발전 장치의 종류에 따라 다르게 적용되며, 같은 파력 발전 장치일 경우라도 다른 형 태의 PTO 시스템을 적용할 수 있다. HPA의 경우, PTO 시스템으로 일반적으로 선형발전기 와 유압 시스템을 활용한다. 본 연구에서는 유압 시스템을 HPA의 PTO 시스템으로 적용 하였다. 유압 시스템의 경우, 이미 1960년대부터 많은 연구들이 진행되어 왔기 때문에 내 구성이 이미 검증되었고, 많은 시제품들이 존재는 장점을 가지고 있다. 그리고 단번에 큰 힘을 낼 수 있기 때문에 유지 보수시에나 위급 상황 시 매우 유리하다.

PTO 시스템을 수치 모델링 하기 위한 많은 노력들이 계속되어 왔다. 일반적으로 파력 발전 장치의 경우, 주파수 영역 해석을 바탕으로 PTO 시스템을 선형 감쇠력과 선형 강 성력의 형태로 나타내어 왔다 (Falnes, 2002; Kim et al., 2015b). 하지만, 유압형 PTO 시스템 은 강한 비선형을 가지고 있다. 주파수 영역 해석은 비선형성이 강한 PTO 시스템의 특 성을 잘 반영하지 못하기 때문에 주파수 영역 해석을 바탕으로 한 선형 시간 영역 해석 에 비선형 PTO 시스템을 수치 모델링하여 적용하여 해석을 수행해 오고 있다 (Falcao, 2007, 2008; Babarit et al., 2012; Kim et al., 2016a). 본 연구에서는 3D-PNWT를 기반으로 한 선 형 시간 영역 해석 기법과 함께 비선형 PTO 시스템을 수치 모델링하여 고려하였고, 이 를 통해 부유체의 유체동역학적 성능 및 파워 추출 성능 등을 추정하였다.

본 장에서는 먼저 HPA의 유압형 PTO 시스템의 수치 모델링에 대해 설명하고 (5.1절), 이를 검증하기 위해 수행된 3차원 조파 수조 실험에 대해 설명하였다 (5.2절). 마지막으 로, PTO 시스템의 수치 모델링을 3D-PNWT를 기반으로 한 선형 시간 영역 유체동역학적 해석에 적용하여 실험 결과와의 비교 검증하였다 (5.3절).

- 74 -

5.1. HPA의 유압형 PTO 시스템 수치 모델링

본 연구에서 HPA의 PTO 시스템으로 고려한 유압형 PTO 시스템은 기본적으로 유압 실린더, 유압 모터, 발전기 (Generator) 로 구성되어 있다. 부유체의 운동을 유압 실린더 내부 스트로크 (Stroke) 의 운동으로 변환 시키고, 스트로크의 운동으로 발생되는 유체의 유동을 이용하여 유압 모터를 가동시키고, 유압모터가 발전기를 가동시켜 에너지를 생산 한다 (Fig. 5-1 참조).



Fig. 5-1 Overview of a moveable body type wave energy converter with a hydraulic PTO system

유압형 PTO 시스템의 효과에 의한 부유체의 운동 특성에 미치는 영향을 보기 위해, 부유체와 직접 연결된 유압형 실린더를 수치 모델링 하였다. 먼저, 유압 실린더 내의 압 력에 관한 식은 유동의 연속 방정식에 따라 식 5.1와 식 5.2 같이 표현된다 (Pelnalba and Ringwood, 2016). 그리고 이때 PTO 시스템에 의한 힘은 식 5.3과 같이 나타낼 수 있다.

$$\dot{p}_A = \frac{\beta_{eff}(p_A)}{V_A + S_c x_c} (Q_A - v_c S_c)$$
(5.1)

$$\dot{p}_B = \frac{\beta_{eff} \left(p_B \right)}{V_B - S_c x_c} \left(v_c S_c - Q_B \right)$$
(5.2)

$$F_{PTO} = S_c (p_B - p_A) - F_{fric}$$
(5.3)

여기서, *p_A*, *Q_A*, *β_{eff}(p_A)*, *V_A*는 각각 챔버 A에 대해 유압 실린더 내부 압력, 실린더 밖으로 나오거나 들어오는 압력, 체적 탄성률 (Bulk modulus), 최소 면적을 의미한다. 여기 서, Falcao (2007) 과 Pelnalba et al. (2017) 에 따라 축압기 (Accumulator) 의 용량이 무한하여 고정압력이 작용하고 유압 실린더 내부 마찰저항이 없다고 가정하면, 유압형 PTO 시스 템의 효과는 식 5.4과 같은 쿨룽 감쇠력 (Coulomb damping force) 의 형태로 간단히 정리된다.

$$F_{PTO} = -\operatorname{sgn}(\dot{x}_i) S_c \Delta p \tag{5.4}$$

하지만, 이러한 형태의 쿨룽 감쇠력은 부유체에 작용하는 환경 외력의 크기가 쿨룽 감 쇠력의 크기보다 작을 경우, 수치적 오차가 발생하게 된다. 이를 보완하기 위해, Babarit et al. (2012) 은 근사 쿨룽 감쇠력 (Approximate coulomb damping force) 의 형태로 유압형 PTO 시스템의 영향을 표현하였다 (식 5.5).

$$F_{PTO} = -\min(G\dot{x}_i, \operatorname{sgn}(\dot{x}_i)S_c\Delta p)$$
(5.5)

여기서, G는 기울기로, 본 연구에서는 Babarit et al. (2012) 에 의해서 제안된 값과 동일 한 부가질량의 100배에 해당하는 값을 적용하였다.



Fig. 5-2 Comparison of PTO force between original coulomb damping force and approximate coulomb damping force

Fig. 5-2은 일반 쿨룽 감쇠력과 근사 쿨룽 감쇠력의 차이를 보여준다. 일반 쿨룽 감쇠력 의 경우, 부유체의 속도가 매우 작을 때에도 속도의 반대 방향으로 동일한 쿨룽 감쇠력 이 작용하기에 PTO 시스템의 수치 모델링으로 인해 비현실적인 외력이 추가적으로 발생 된다. 이러한 비현실적인 수치적 오차를 줄이기 위해, 근사 쿨룽 감쇠력을 고려하였다. 이러한 고정 유압에 의한 유압 실린더 모델링은 Penalba et al. (2017b) 의 연구에 의해 타 당성이 검증된 바 있다. 식 5.6과 5.7은 각각 쿨룽 감쇠력 형태의 PTO 시스템으로 인해 추출될 것으로 예상되는 순간 추출 파워와 시간평균 추출 파워를 나타낸다.

$$P_g = F_{PTO}\dot{z}(t) \tag{5.6}$$

$$\overline{P}_{g} = \frac{1}{T} \int_{t_{0}}^{t_{0}+T} F_{PTO} \dot{z}(t) dt$$
(5.7)

3차원 조파 수조 모형 실험을 통해 HPA에 대한 실험적 연구를 수행하였다. 3차원 모형 실험의 경우 중소 조선 연구원 (RIMS, Research Institute of Medium & small Shipbuilding) 의 길이 28 m, 폭 22 m, 깊이 2.5 m 의 3차원 조파 수조에서 수행하였다. 본 수조는 40기의 독립된 피스톤 타입 조파기로 구성되어 있고 최대 0.3 m 의 파고와 0.5~3.0 초 의 파 주 기를 생성이 가능하다. 또한 수심 조건도 0.8~2.5 m 로 조절이 가능하다 (Fig. 5-3).



Fig. 5-3 Three-dimensional wide wave tank in RIMS (http://www.rims.re.kr/04_support/sub04_1_2_b.asp)

본 수조에서 HPA의 실험적 연구를 위해, 반구형 부유체와 유압 PTO 장치를 직접 연 결하여 실험적 연구를 수행하였다. 이를 위해 고정식 플랫폼을 수조 내부에 설치하였으 며, 푸르드 상사 법칙에 따라 부유체의 제원 및 파도 조건을 선정하였다. 이 때, 푸르드 상사로 인한 축척비는 5로 하여 수심을 1.2 m 로, 부유체의 반지름은 0.6 m 로 선정하였 다. 그리고 파 기울기를 선형파 조건인 0.0175로 고정하여 각 파 주기 1.0~2.8 초 에 대 한 파고를 다르게 적용하였고, 파고와 파장 및 군속도를 이용해 해당 파도의 입사파력 (Incident wave energy flux) 또한 산정하였다. 입사파력의 식은 식 5.8와 같다.

$$P_i = E_i c_g = \frac{1}{2} \rho g A^2 \lambda c_g \tag{5.8}$$

여기서, P_i 는 입사파력, E_i 는 입사파 에너지, c_s 는 군속도를 의미한다. Table 5-1는 앞서 설명한 파도 조건 및 입사파력을 나타내고 있다. 입사파의 주기가 증가함에 따라 입사파 의 파고가 증가하고 이로 인해 입사파력 또한 상당히 증가하는 것을 확인할 수 있다.

Wave period [sec]	Wave height [m]	Incident wave power [W]	
1.0	0.027	3.30	
1.2	0.039	8.27	
1.4	0.053	17.82	
1.6	0.067	32.59	
1.8	0.082	55.02	
2.0	0.096	84.09	
2.2	0.110	122.09	
2.4	0.124	170.48	
2.6	0.137	227.48	
2.8	0.151	300.76	

Table 5-1 Incident wave properties

Fig. 5-4과 5-5는 실험의 모습을 나타내고 있다. 부유체가 기계팔 (Mechanical arm) 에 의 해 고정식 플랫폼과 연결되어 있고, 기계 팔의 1/3 지점에 유압 실린더가 연결되어 있다. 또, 유압 실린더는 고정식 플랫폼 위에 위치한 유압형 PTO 시스템이 연결되어 있다. 여 기서 유압형 PTO 시스템으로 유압 모터가 연결되어 있다. 실제 유압 실린더 및 유압 모 터 등을 함께 설치하여 부유체와 유압형 PTO 시스템과의 연성 효과 및 에너지 변환 효 율 등을 추정할 수 있다. Fig. 5-6은 3차원 조파 실험의 전체 계략도를 나타낸다. 입사파고 를 계측하기 위해 플랫폼 앞 8m 지점에 KENEK 사의 CH6-100E 용량식 파고계를 설치하 였고, IDT사의 M3 카메라를 이용하여 부유체의 운동을 계측하였다. 또, Trafag 사의 Pressure transmitter 와 Kracht 사의 Gear type Flow meter를 통해 유압형 실린더에서 토출되 어 나오는 유동의 유압과 유량을 계측하였다. 이렇게 계측된 유압과 유량으로 1차 변환 된 유동으로 인한 파워를 계산할 수 있다 (식 5.9).

$$P_{g,\exp} = \Delta p Q \tag{5.9}$$

여기서, Δ*p* 는 HP (High pressure) 와 LP (Low pressure) 의 차이를 의미하고, *Q* 는 유량을 의미한다. HP는 유압 실린더에서 밖으로 나가는 유동으로 인한 압력을 의미하고, LP는 유 압 실린더 안으로 들어오는 유동에 의한 압력을 의미한다. 그리고, 본 실험의 내용은 Kim et al. (2016b) 과 Kim et al. (2018) 을 토대로 보완 수정하여 작성되었다.



Fig. 5-4 Hemispheric buoy connected to platform by mechanical arm



Fig. 5-5 Hydraulic PTO system on the fixed platform



Fig. 5-6 Overview of three-dimensional experiment for WEC system

5.3. 실험 결과 분석 및 유압형 PTO 시스템 수치 모델링 검증

앞선 5.2절에서 언급된 3차원 조파 실험 결과와 수치 해석과의 비교하여 유압형 PTO 시스템을 고려한 HPA의 점성 감쇠 및 기계적 감쇠로 인한 에너지 손실을 추정하고 유압 형 PTO 시스템 모델링을 검증하였다. 5.1절의 내용과 같이 유압형 PTO 시스템을 근사 쿨 룽 감쇠력으로 나타낼 수 있는데, 근사 쿨룽 감쇠력은 강한 비선형성을 가지고 있어 시 간영역 해석이 필수적으로 고려되어야 한다. 이를 위해, 실험 조건인 선형파 조건에서는 선형 시간영역 해석과 비선형 해석과의 차이가 크지 않지 때문에 계산 시간면에서 이점 이 있는 3D-PNWT를 기반으로 한 선형 시간 영역 해석을 수행하였다.

본 절에서는 이러한 유압형 PTO 시스템의 수치 모델링을 적용한 HPA에 대한 시간 영 역 유체동역학적 해석결과와 실험적 연구의 결과를 비교함으로 포텐셜 유동에서 고려되 지 않는 점성효과와 기계 팔로 인한 기계적 감쇠 효과를 추정하였다. 또, 부유체-기계 팔 과 연결된 유압 실린더에서 나오는 유량과 유압을 통해 구한 1차 변환된 추출 파워와 수 치해석을 통해 계산된 추출 파워를 비교함으로 본 유압형 PTO 시스템의 수치모델링을 검증하였다.

Table 5-2는 본 실험과 수치해석시에 고려된 HPA 부유체 및 유압 실린더의 제원을 나 타낸다. HPA 부유체는 반구형 부유체로 동일한 반지름 0.6 m 와 2 가지의 흘수 (0.4 m, 0.6 m) 를 적용하여 해석을 수행하였다. 또, 유압 실린더는 쌍동형 유압 실린더로 내부 직경 은 Table 5-2와 같이 고정된 모델을 적용하였다.

Table 5-3은 수치 해석 및 실험적 연구를 위해 고려된 입사파 조건과 이에 따라 작용된 유압 실린더의 유압 차이 (Δp) 에 대해 나타내고 있다. 실제 유압형 PTO 시스템은 유압 실린더를 통해 발생되는 유동을 이용해 유압 모터와 발전기 (Generator) 를 구동시키는 방법으로 에너지를 추출한다. 유압 모터를 구동할 때, 안정적인 유압과 유동의 공급은 매 우 중요하다. 그래서 이를 위해 다점 흡수 방식을 도입하거나 축압기 (Accumulator) 를 적용하는데, 본 실험적 연구에서는 고정 유압이 아닌 입사파 조건 및 부유체의 제원에 따라 다양한 유압이 작용하였고, 이는 Table 5-3에서 보여준다. 각 부유체 조건과 입사파 조건에 따라 유압은 실험을 통해 계측하였다. 이를 토대로 각각의 입사파 조건에 따라

- 82 -

실험에서 계측된 유압을 적용하여 수치 해석을 수행하고 이를 실험결과와 비교함으로 부 유체에 작용하는 각종 감쇠 영향과 추출 파워를 산정하였다.

Item	Dimension	
Diameter of buoy, D [m]	1.2 m	
Draft of buoy, d [m]	0.4 and 0.6 m	
Weight of buoy, <i>W</i> [kg]	233 and 452 kg	
Hydraulic cylinder diameter, D _{cy} [m]	0.04 m	
Cylinder stroke nod diameter <i>D_{nod}</i> [m]	0.018 m	
Hydraulic cylinder pressure, Δp [bar]	0~8 bar	

Table 5-2 Specification of a hemispheric buoy and hydraulic PTO system

Table 5-3 Specification of Incident wave property and hydraulic pressure difference at each incident wave case

Wave period, T [sec]	Wave height, H [m]	Wave steepness, H/λ	Δp (d=0.6m) [bar]	Δp (d=0.4m) [bar]
1.0	0.027	0.0175	0.018	0.003
1.2	0.039	0.0175	0.034	0.005
1.4	0.053	0.0175	0.057	0.962
1.6	0.067	0.0175	2.266	1.582
1.8	0.082	0.0175	2.308	1.582
2.0	0.096	0.0175	3.863	3.440
2.2	0.110	0.0175	4.567	3.974
2.4	0.124	0.0175	4.630	4.234
2.6	0.137	0.0175	4.829	4.891
2.8	0.151	0.0175	5.390	5.170

Fig. 5-7은 유압형 PTO 시스템이 고려된 HPA 부유체의 상하운동 응답에 대해 실험적 연구의 결과 ('Exp') 와 수치 해석적 연구의 결과 ('Num') 를 비교하였다. HPA 부유체는 반구형 부유체로 반지름이 0.6 m, 흘수가 0.6 m 인 모델에 대해 해석을 수행하였다. 그리 고 수치해석을 위해 실험에서 계측된 유압을 적용하여 해석을 수행하였으며, 실험 결과 와의 비교를 통해 각종 에너지 손실 효과를 추정하였다. 에너지 손실 효과를 나타내기 위해, 선형 감쇠력과 비선형 감쇠력의 형태를 각각 고려하였다. 이 때, 선형 감쇠력 형태 를 적용시에는 추가적인 선형 감쇠 계수 (C_1) 가 약 3,500 Ns/m 이고 비선형 감쇠력 형 태를 적용시에는 추가적인 비선형 감쇠 계수 (C_q) 약 80,000 Ns²/m² 일 때 실험값과 대체 로 일치하였다. 점성 감쇠 및 기계적 마찰에 의한 에너지 손실과 PTO 시스템에 의한 에 너지 추출이 많아 부유체 상하운동 응답이 매우 감소하였다. 그리고 입사파의 주기가 증 가함에 따라 부유체의 상하운동 응답이 증가하였다.

Fig. 5-8은 각종 에너지 손실과 PTO 시스템에 의한 에너지 추출 효과를 고려한 HPA의 시간 평균 추출 파워 (Time-averaged extraction power) 를 나타낸다. 앞서 상하 운동 응답을 비교하여 고려된 에너지 손실을 수치 해석에 동일하게 적용하였고, 이를 통해 HPA의 1 차 변환된 에너지를 추정하였다. 또, 이를 실험을 통해 계측된 유량과 유압을 통한 1차 변환된 시간 평균 추출 파워와 비교하였는데, 수치해석 결과와 실험 결과가 대체로 일치 하였다. 입사파 주기가 1.4 초 이하인 경우 추출 파워가 거의 발생하지 않았고, 이후 입사파 주기가 증가함에 따라 추출 파워 또한 증가하였다. 그 이유는 입사파 주기가 증가 함에 따라 입사파로 인한 입사파력이 증가하기 때문이다 (Table 5-1 참조).



Fig. 5-7 Comparison of heave RAO on various additional damping conditions with a PTO system (d=0.6m, Δp : Hydraulic PTO pressure difference, C: additional damping,

w/: with, w/o: without, $C_l=3,500 \text{ Ns/m}$, $C_q=80,000 \text{ Ns}^2/\text{m}^2$)



Fig. 5-8 Comparison of the time-averaged generated power with a PTO system (d=0.6m, C_l=3,500 Ns/m, C_q=80,000 Ns²/m²)

Fig. 5-9는 반지름이 0.6 m 이고, 흘수가 0.4 m 인 HPA 부유체의 상하 운동 응답과 시간 평균 추출 파워를 나타낸다. 앞서 Fig. 5-7에서 흘수 0.6 m 인 해석 모델로부터 추정된 추 정된 에너지 손실로 인한 추가적인 선형 감쇠 계수 및 비선형 감쇠 계수를 동일하게 각 각 적용하여 계산을 수행하였다 (*C*₁= 3,500 Ns/m, *C*_q= 80,000 Ns²/m²). 이때, 유압형 PTO 시 스템의 유압 차이는 앞선 해석과 마찬가지로 실험을 통해 계측된 유압을 적용하였고, 이 에 대한 자세한 값은 Table 5-3에서 보여준다. 추가적인 에너지 손실 효과와 유압형 PTO 시스템으로 인한 에너지 추출/변환 효과를 고려하여 수치해석을 통해 추정된 상하운동응 답 (a) 과 시간 평균 추출 파워 (b) 를 실험 결과와 비교해보았는데, 대체로 일치하였다. 특히, 실험에서 계측된 추출파워와 수치해석을 통해 추정된 추출 파워가 상당히 일치하 는 것으로 보아 본 PTO 시스템의 수치 모델링이 타당함을 확인하였다.



(a) Heave RAO





Fig. 5-9 Comparison of heave RAO (a) and time-averaged generated power (b) in d= 0.4m (Δp : Hydraulic PTO pressure difference, C: additional damping, w/: with, w/o: without, C_l =3,500 Ns/m, C_q =80,000 Ns²/m²)

6. 파랑-부유체-PTO 시스템의 완전 연성 해석

본 장에서는 제 4 장에서 검증된 부유체의 완전 비선형 유체동역학적 해석 기법인 3D-FN-PNWT와 제 5 장에서 검증된 근사 쿨룽 감쇠력 형태의 유압형 PTO 시스템의 수 치 모델링을 적용하여 파랑-부유체-PTO 시스템의 완전 연성 해석을 수행하였다. Fig. 6-1 은 본 장에서 적용된 수치 해석 모델링의 전체 계략도를 보여준다. 인공 감쇠 영역은 4.4 절과 동일하게 적용하였으며, PTO 시스템 조건 및 제원 또한 앞선 5.3절과 동일하게 적 용하였다.

먼저는, 다양한 PTO 시스템의 유압 조건을 적용하여 PTO 시스템이 부유체 운동성능에 미치는 영향과 최적의 PTO 시스템 조건을 산정하였다. 또, PTO 시스템을 선형 감쇠력의 형태로 수치 모델링 하였을 때와 쿨룽 감쇠력 형태로 수치 모델링 하였을 때의 차이를 추정하였다. 추가적으로 다양한 파 기울기 조건를 적용하여 파 기울기와 부유체 운동 성 능 및 에너지 추출/변환 성능 간의 차이를 추정하였고, 다양한 물 깊이 조건을 적용하여 바닥면의 효과가 미치는 영향 또한 추정하였다.



Fig. 6-1 Overview of 3D-PNWT for HPA with a hydraulic PTO system

• 다양한 PTO 조건에 따른 파랑-부유체-PTO시스템 연성해석

본 절에서는 앞서 개발 및 검증된 HPA 해석을 위한 3D-FN-PNWT와 유압형 PTO 시스 템의 수치 모델링을 완전 연성 해석함으로 유압형 PTO 시스템을 고려한 HPA의 최적 PTO 조건을 산정하기 위한 수치 해석 연구를 수행하였다. 먼저 3D-FN-PNWT 기법은 매 순간마다 부유체에 작용하는 힘과 이에 따른 부유체의 변위를 추정하는 직접 시간 영역 유체동역학적 해석 기법의 대표적인 방법으로, 이와 같은 추가적인 환경 외력들을 고려 하기에 적합하다. 부유체의 제원은 앞서 3D-FN-PNWT를 검증하는데 적용했던 반지름 1.0 m, 흘수가 1.0 m 인 원통형 실린더를 고려하였고, 유압형 PTO 시스템의 제원은 앞선 5.3 절에서 고려한 실린더 내부 직경이 0.04 m, 노드의 직경이 0.018 m 인 쌍동형 유압 실린 더를 적용하여 해석을 수행하였다. 인공 감쇠 영역은 기존의 해석인 4.4절과 동일하게 적 용하였고, 물 깊이는 입사파 파장의 0.5 배로 정하여 심해 조건으로 고정하였다.

Fig. 6-2는 입사파의 주기가 3 초, 입사파의 진폭이 0.3 m, 유압의 차이가 12 bar 인 경우 의 부유체의 진폭 (a), 속도 (b), PTO에 의한 힘 (c), 순간 추출 파워 (d)를 시계열로 나타 냈다. 각각 부유체의 진폭과 속도는 입사파의 진폭으로 무차원화 하고, PTO에 의한 힘은 고정 유압 차이와 실린더 내부 면적의 곱으로 무차원화 하였다. 속도가 거의 존재하지 않을 때는 부유체에 작용하는 PTO에 의한 힘 또한 거의 존재하지 않는데, 이는 근사 쿨 룽 감쇠력의 형태로 PTO 시스템을 수치 모델링 하였기 때문이다. 또, 부유체의 속도가 증가함에 따라 PTO에 의한 힘과 함께 순간 추출 파워가 발생되었다. 적절한 인공 감쇠 영역 적용을 통해 시뮬레이션 시간이 파 주기의 15 배 가 되는 시점 이후부터 정상 상태 (Steady-state) 가 됨을 확인할 수 있다. 이러한 정상 상태의 값을 취하여 HPA 부유체의 운동 성능과 함께, HPA의 에너지 추출/변환 성능까지 추정하였다.

- 89 -



Fig. 6-2 Time series of velocity (a) and displacement (b) of a buoy, PTO force (c), and the instantaneous generated power (d) (T=3s, A=0.3m, $\Delta p = 12$ bar)

Fig. 6-3은 선형파 조건 (A=0.1 m) 에서 다양한 유압 조건을 적용하여 HPA의 상하 운동 응답 및 시간 평균 추출 파워를 비교하였다. 여기서 선형 해석 기법과 완전 비선형 해석 기법은 3D-PNWT 기법을 기반으로 한 시간 영역 해석 방법이고, 앞선 제 4 장에서 설명 및 검증된 바 있다. 본 그래프를 확인해보면, 입사파 진폭이 작은 선형파 조건을 적용했 을 시에는 파랑의 비선형 효과가 적어 선형 시간 영역 해석과 완전 비선형 시간 영역 해 석 간의 상하 운동 응답 및 시간 평균 추출 파워의 차이가 거의 발생하지 않았다. 선형 파 조건에서의 수치해석을 수행할 경우, 선형 해석과 완전 비선형 해석 간의 차이는 미 비함을 알 수 있고, 이 경우 선형 시간 영역 해석을 수행하는 것이 계산 시간 면에서 유 리하다. 그리고 파랑-부유체-PTO 시스템 간의 완전 연성 해석의 효과로 유압이 증가할수 록 전체적인 부유체의 상하운동응답이 감소하였다. 또, 유압이 증가할수록 부유체의 운동 응답이 거의 발생하지 않는 파 주기가 증가하는 것을 알 수 있다. 이는 입사파 주기가 증가할수록 부유체에 작용하는 외력이 증가하기 때문으로 추정할 수 있다 (Fig. 4-14 참 조). 공진주기에서 유압 차이인 4 bar 인 경우, HPA 부유체의 상하 운동 응답이 비교적 커 서 최대 시간 평균 추출 파워를 발생되었다. 이를 통해, 시간 평균 추출 파워가 많이 추 출 되기 위해서는 비교적 큰 유압 차이가 작용하는 상황에서 적절한 부유체의 운동응답 이 필요함을 확인하였다. 또, 비교적 상하 운동 응답이 비슷한 장파 영역에서는 유압 차 이가 보다 비교적 큰 8 bar 인 경우 더 많은 에너지를 생산함을 확인하였다.

Fig. 6-4는 비선형과 조건인 입사과의 진폭이 0.3 m 인 경우를 고려하여 해석을 수행하였다. 먼저, 입사과의 진폭이 증가함에 따라 부유체에 작용하는 파랑 환경 외력이 증가하여 적용가능한 유압 차이도 증가한다. 입사과 진폭이 0.1 m 인 경우는 8 bar 만으로도 공 진주기에서 상하운동응답이 거의 0.3 에 이르렀지만, 입사과 진폭이 0.3 m 인 경우는 12 bar 가 적용이 되어도 선형 해석 기준 2.5 까지 이른다. 또한 본 그래프는 선형 해석과 함께 완전 비선형 해석 결과를 비교하였는데, 선형 해석과 완전 비선형 해석의 차이가 공진 주기에서 비교적 크게 발생하였다. 유압이 가장 작은 조건인 12 bar 일 때, 상하 운 동 응답이 약 25 % 감소하였고, 시간 평균 추출 파워도 또한 약 30 % 감소하였다. 그리 고 유압 차이가 비교적 큰 조건 (16, 20 bar) 에서도 선형 해석과 완전 비선형 해석 간의 차이는 꽤나 존재하였다.

- 91 -



(b) Time-averaged generated power

Fig. 6-3 Comparison of heave RAO (a) and time-averaged generated power (b) on various hydraulic pressure conditions under linear wave condition (A=0.1m, deep water)



(b) Time-averaged generated power

Fig. 6-4 Comparison of heave RAO (a) and time-averaged generated power (b) on various hydraulic pressure conditions under nonlinear wave condition (A=0.3m, deep water)

이를 보다 명쾌하게 해석하기 위해, 공진 주기와 공진 주기를 기준으로 장파 조건과 단파 조건에서 다양한 PTO 조건을 적용하여 수치 해석을 수행하였다. 또, 3D-PNWT를 기 반으로 한 세 가지 해석 방법을 적용하여 비교 분석함으로 비선형 해석이 HPA의 운동 성능과 에너지 추출/변환 성능에 미치는 영향을 추정하였다. 3가지 해석 방법으로는 선형 유체동역학적 해석 (Lin), 부분 비선형 유체동역학적 해석 (PN, Partially nonlinear), 완전 비 선형 유체동역학적 해석 (FN, Fully nonlinear) 이다. Table 6-1은 각 해석 방법의 내용을 자 세히 설명해준다. 선형 해석(Lin)의 경우, 자유표면 경계조건 (Free-Surface Boundary Condition, F.S.B.C.) 과 입사파 경계조건 (Inflow Boundary Condition, I.B.C.) 을 선형 조건을 적용하고, 계산점의 재배열도 하지 않기에 부유체 운동에 의한 비선형성과 파랑에 의한 비선형성을 고려하지 않는다. 부분 비선형 해석 (PN) 의 경우, 선형 해석 (Lin) 과 마찬가 지로 선형 경계 조건을 적용하지만, 부유체의 운동에 따라 부유체의 경계면을 재배열함 으로 부유체 운동에 따른 비선형성, 즉 비선형 FK 힘 만을 고려한다. 이와 대조적으로 완전 비선형 해석 (FN) 의 경우, 비선형 경계조건을 적용하고 부유체와 자유표면의 움직 임에 따라 그 경계면의 위치를 재배열하여 파랑에 의한 비선형성과 부유체에 작용하는 각종 파랑 하중의 비선형 (비선형 FK 힘, 비선형 산란력/방사력 등등) 을 모두 고려하는 방법이다. 또, 다양한 PTO 시스템 조건을 보다 명확하게 추정하기 위해, 고정된 부유체 에 작용하는 파랑 환경 하중 (F_z) 으로 유압 차이에 따른 PTO의 최대 힘을 나누어 나타 냈다. 파랑 환경 하중은 주파수 영역해석을 통해 구했고, PTO의 최대 힘은 유압 차이 (Δp) 와 유압 실린더 내부 직경 넓이 (S_c) 를 이용하여 계산하였다 $(F_{PTO,max} = \Delta pS_c)$.

	F.S.B.C. & I.B.C.	Calculation point Regriding	Motion induced nonlinearity	Wave induced nonlinearity
Linear analysis (Lin)	Linear	Х	Х	Х
Partially nonlinear analysis (PN)	Linear	Body only	0	Х
Fully nonlinear analysis (FN)	Nonlinear	Body and Free- surface	0	0

Table 6-1 Comparison of hydrodynamic analysis methods

Fig. 6-5은 공진 주기 (T=T₀) 에서 다양한 PTO 시스템 조건에 따른 HPA 부유체의 상하 운동 응답 및 시간 평균 추출 파워를 비교하였다. 앞서 언급했던 것과 같이 x 축의 PTO 에 의한 힘을 파랑 환경 하중의 수직력으로 무차원화하여 나타냈고.v 축은 각각 상하 운 동 응답과 시간 평균 추출 파워로 나타냈다. 파 기울기는 1/20로 상당히 비선형 파 조건 을 적용하고, 물 깊이 조건은 심해조건에서 적용하였다. Fig. 6-4와 같이 PTO에 의한 힘을 산란력의 20%~80%까지 적용해보았는데, PTO에 의한 힘이 증가할수록 상하 운동 응답은 감소하였고 시간 평균 추출 파워는 부분 및 완전 비선형 해석 (PN, FN) 시 약 40~50% 인 경우 최대 파워를 추출/변환 하였고, 선형 해석 (Lin) 시에는 약 30~40%일 때 최대 파 워가 발생했다. 또, PTO에 의한 힘이 산란력의 20~40%일 때, 부분 및 완전 비선형 해석 (PN, FN)을 수행하면 선형 해석 (Lin) 의 상하 운동 응답에 비해 최소 22%에서 최대 37% 까지 작은 상하 운동 응답이 발생하였고 이에 따라 시간 평균 추출 파워 또한 감소하였 다. 하지만, 동일한 조건에서 완전 비선형 해석과 부분 비선형 해석의 차이가 작은 것으 로 보아 이러한 선형해석 (Lin) 과 부분 및 완전 비선형 해석 (PN, FN) 간의 차이의 주된 요인은 선형 해석시에 고려가 되지 않는 비선형 FK힘 효과로 추정된다. 하지만 완전 비 선형 해석과 부분 비선형 해석에도 약 5 % 씩 차이가 발생하는 것을 볼 수 있는데, 이는 비선형 파랑과 이에 다른 부유체의 운동으로 인한 비선형 방사력/산란력의 효과 때문으 로 추정된다.

같은 해석 방법들로 공진주기를 기준으로 하여 단주기와 장주기에 대해 해석을 수행하였다. 파도의 조건은 앞선 해석과 동일한 파 기울기는 1/20이고 심해 조건을 적용하여 해석을 수행하였다. Fig. 6-6과 Fig. 6-7은 각각 입사파의 주기 (T) 가 공진주기 (T₀) 의 0.8 배와 1.2배인 조건에서 상하 운동 응답과 시간 평균 추출 파워를 비교하였다. 전체적인 경향은 앞선 공진주기에서의 해석한 결과의 경향과 비슷하다. PTO에 의한 힘이 증가할수 록 상하 운동 응답은 감소하고, PTO에 의한 힘이 산란력의 40~50%인 경우 최대 에너지 추출함을 추정하였다. 이를 통해, 최대 에너지 추출하기 위해서는 산란력의 40~50%의 PTO에 의한 힘이 작용해야 함을 확인하였다. 공진주기를 제외하면, 비선형 해석과 선형 해석의 차이는 약 10~15% 차이 났다. 상하운동이 급격히 커지는 공진주기 부근에서 특히 비선형 해석이 중요함을 확인하였다.

- 95 -












Fig. 6-6 Comparison of heave RAO (a) and time-averaged generated power (b) on various hydrodynamic analysis methods ($T/T_0=0.8$, $H/\lambda=1/20$, deep water, Lin: Linear analysis, PN : Partially nonlinear analysis, FN : Fully nonlinear analysis)



(a) Time-averaged generated power

Fig. 6-7 Comparison of heave RAO (a) and time-averaged generated power (b) on various hydrodynamic analysis methods ($T/T_0=1.2$, $H/\lambda=1/20$, deep water, Lin: Linear analysis, PN : Partially nonlinear analysis, FN : Fully nonlinear analysis)

● PTO 시스템 수치 모델링의 차이 (선형 감쇠력과 쿨룽감쇠력의 차이)

본 연구에서는 기존의 PTO 시스템 관련 연구들과 달리 유압형 PTO 시스템의 특성을 잘 고려한 근사 쿨룽 감쇠력 (CD, Coulomb damping force) 형태로 묘사하였다. 이러한 근사 쿨룽 감쇠력 형태의 PTO 시스템의 영향을 효과적으로 추정하기 위해, 선형 감쇠력 (LD, Linear damping force) 의 형태로 적용된 PTO 시스템과 비교하였다. 하지만, 선형 감쇠력 (LD) 형태의 PTO 시스템과 근사 쿨룽 감쇠력 (CD) 형태의 PTO 시스템을 단순 비교하기 어렵기 때문에, 각 PTO 시스템의 수치 모델링을 적용하여 선형 시간 영역 유체동역학적 해석의 상하 운동 응답이 비슷한 조건을 찾아 비교하였다.

Table 6-2는 선형 감쇠력 (LD) 형태의 PTO 시스템과 근사 쿨룽 감쇠력 (CD) 형태의 PTO 시스템을 적용했을 때, 다양한 해석 방법 (Lin, PN, FN) 에 따른 상하운동응답 및 시 간 평균 추출 파위를 나타낸다. 명확한 비교를 위해, 모든 해석 결과를 선형 시간 영역 해석 (Lin) 결과와 비교하여 백분율로 나타냈다. 그때,CD 형태의 PTO 시스템을 적용하였 을 때 부분 비선형 해석 (PN) 시에는 14%, 완전 비선형 해석 (FN) 시에는 16%씩 선형 시간 영역 해석 (Lin) 에 비해 작게 나타났다. 하지만, LD 형태의 PTO 시스템을 적용하면, 부분 및 완전 비선형 해석 (PN, FN) 모두 선형 해석 (Lin) 에 비해 4% 작은 상하 운동 응답이 발생하였다. 이를 통해 CD 형태의 PTO 시스템은 그 비선형성으로 인해 부분 및 완전 비선형 해석 (PN, FN) 시 상하 운동 응답이 더 많이 감소하는 것을 확인할 수 있다. 이와 더불어 Table 6-2는 시간 평균 추출파워의 차이도 나타내는데, LD 형태의 PTO 시스템을 적용했을 경우 선형 해석 (Lin) 과 비선형 해석 (PN, FN) 의 차이가 상하 운동 응답 의 차이의 2배인데 반해, CD 형태의 PTO 시스템을 적용机을 추출 파워가 속도의 제곱에 비례하지만, CD 형태의 PTO 시스템을 적용시에는 속도에 비례하기 때문이다.

Table 6-3은 공진주기에서 다양한 PTO에 의한 힘에 대한 선형 해석 (Lin) 과 완전 비선 형 해석 (FN) 의 상하 운동 응답과 시간 평균 추출 파워의 차이를 두 가지 형태 (LD와 CD) 의 PTO 시스템에 따라 나타냈다. 부유체의 운동이 큰 경우 (Heave RAO > 3.0, 선형해 석 기준 → *F_{PTO,max}/F_z* = 0.3), 선형 해석 (Lin) 과 완전 비선형 해석 (FN) 의 차이가 CD 형 태의 PTO 시스템 적용시와 LD 형태의 PTO 시스템 적용시 각각 27%, 23%의 차이가 발

- 99 -

생했다 (CD 형태의 PTO 시스템 적용시의 정확한 값은 Fig. 6-5 참조). 이러한 차이는 비 선형 FK 힘의 영향이 크기 때문으로 추정된다. 이후, *F_{PTO,max}/F_z* = 0.5 조건에서는 CD 형태 의 PTO 시스템 적용시만 선형 해석 (Lin) 과 완전 비선형 해석 (FN) 간의 큰 차이 (16%) 가 발생하였다. 이를 통해 완전 비선형 해석 (FN) 시 상하 운동 응답이 PTO 시스템으로 CD를 적용 했을 때가 LD를 적용했을 때보다 더 많이 감소하는 것을 알 수 있다.

추가적으로 *T/T₀* = 0.8 인 경우와, *T/T₀* = 1.2 일 때를 확인하였다. CD 형태의 PTO 시스 템을 고려하였을 경우, 상하 운동 응답의 선형 해석 (Lin) 과 완전 비선형 해석 (FN) 간 의 차이가 각각 7%, 11% 였지만, LD 형태의 PTO 시스템을 적용하면 차이가 4%, 5%로 차 이가 현저하게 작게 차이남을 확인하였다.

Table 6-2 Comparison of heave RAO and time-averaged generated power(P_g) between lineardamping type PTO system(LD) and coulomb damping type PTO system(CD)

	Heave RAO		Difference		Pg	[W]	Difference		
	CD	LD	CD	LD	CD	LD	CD	LD	
Lin	1.734	1.682	0%	0%	425.6	429.4	0%	0%	
PN	1.488	1.618	14%	4%	365.3	394.1	14%	8%	
FN	1.452	1.612	16%	4%	362.9	399.2	15%	7%	

(Pg: Time-averaged generated power)

Table 6-3 Comparison of difference of heave RAO and time-averaged generated power(P_g) between linear analysis and fully nonlinear analysis on various PTO forces considering coulomb damping type PTO system(CD) or linear damping type PTO system(LD)

E /Ez	C	D	LD			
$\Gamma PTO, max / \Gamma Z$	RAO	Pg	RAO	Pg		
0.3	27%	26%	23%	42%		
0.4	19%	19%	13%	26%		
0.5	16%	15%	4%	7%		

• 다양한 파 기울기에 따른 파랑-부유체-PTO 시스템 연성해석

Fig. 6-8는 앞서 계산된 최적의 PTO의 힘 (Fpto,max/Fz = 0.5) 을 적용하여 다양한 파 기울 기 (Η/λ) 에서의 상하 운동 응답과 시간 평균 추출 파워를 비교하였다. 이를 위해 심해 조건에서 해석을 수행하였고 모든 계산은 완전 비선형 해석 (FN) 을 수행하였다. 만약 선형 해석 (Lin) 을 수행하면, 동일한 상하 운동 응답과 무차원화 된 시간 평균 추출 파 워가 발생했을 것이다. Fig. 6-8의 (b)에서 y 축이 시간 평균 추출 파워를 입사파 진폭의 제곱으로 나누어 나타냈다. 파 기울기가 증가함에 따라 공진 주기 부근 (1.0 < T/T₀ < 1.4) 에서 상하 운동 응답과 시간 평균 추출 파워가 감소하였다. 이는 파 기울기가 증가함에 따라 부유체에 작용하는 증가하는 비선형의 효과로 인함으로 추정된다. 이를 비교하기 위해, 몇몇 입사파 주기에 대해 HPA 부유체의 상하 운동 응답의 시계열 자료를 바탕으 로 고속 푸리에 변환을 수행하였고, 각 0차, 1차, 2차 주파수 성분을 Table 6-4와 같이 나타 냈다. 전체적으로 파 기울기가 증가함에 따라 부유체의 상하 운동 응답의 1차 주파수 성 분은 감소하였고, 0차 및 2차 주파수 성분이 증가하였다. 모든 입사파 주기에 대해 같은 경향이었지만, 특히 공진 주기 (T/T₀ = 1) 인 경우, 파 기울기가 1/50 인 경우 대비 1/20 경 우 상하운동응답의 1차 주파수 성분은 11% 감소하였고 0차와 2차 주파수 성분의 경우 각각 62%, 114% 증가하였다. 반면에, 공진주기 외의 T/T₀ = 0.8, T/T₀ = 1.4 조건에서는 1차 주파수 성분이 각각 6%,4% 감소하였다. 실제 모델 설계 시 공진 주기 부근에서는 높은 파 기울기 조건에서 부유체 운동 응답 비선형성의 증대로 인해 운동 성능 및 에너지 추 출/변환 성능이 약 10% 저감됨을 고려하여 설계해야 한다.



Fig. 6-8 Comparison of heave RAO (a) and time-averaged generated power (b) on various wave steepness conditions (Deep water, $F_{PTO,max}/F_z=0.5$)

Η/λ	$T/T_0 = 0.8$			$T/T_0 = 1.0$				$T/T_0 = 1.4$				
Z(nw)	1/20	1/30	1/40	1/50	1/20	1/30	1/40	1/50	1/20	1/30	1/40	1/50
Oth	0.057	0.040	0.030	0.024	0.090	0.082	0.067	0.055	0.051	0.037	0.028	0.023
1st	0.236	0.247	0.251	0.252	1.371	1.487	1.525	1.542	0.826	0.849	0.859	0.863
2nd	0.002	0.002	0.001	0.001	0.065	0.048	0.037	0.030	0.104	0.073	0.056	0.045

Table 6-4 Heave RAO components for each frequency

● 다양한 물깊이 조건에 따른 파랑-부유체-PTO시스템 연성해석

다양한 물 깊이 조건에 따른 파랑-부유체-PTO 시스템의 연성해석을 수행하였다. 이를 위해, 최적의 PTO 시스템 조건 (*F*_{PTO,max}/*F*_z=0.5) 과 비교적 강한 비선형 파랑 조건 (*H*/λ = 1/30) 에서 해석을 수행하였다. 물 깊이 조건은 심해 조건인 *h*/λ = 0.5 부터 0.3 까지 고려하였다. Fig. 6-10은 다양한 물 깊이 조건에서의 상하 운동 응답 (a) 과 시간 평균 추 출 파워 (b) 를 비교하였다. 파 기울기로 인한 영향은 주로 공진 주기 부근에서 있었던 반면, 물 깊이의 영향은 모든 입사파 주기에 대해서만 작용함을 알 수 있다. 물 깊이가 낮아짐으로 인해 부유체의 운동 성능과 에너지 추출/변환 성능이 향상되었다.



(b) Time-averaged generated power

Fig. 6-9 Comparison of heave RAO (a) and time-averaged generated power (b) on various water depth conditions ($H/\lambda=1/30$, $F_{PTO,max}/F_z=0.5$)

7. 결론

본 연구에서는 높은 파고의 파랑 하중에서의 상하운동형 점 흡수식 파력발전장치 (HPA) 의 운동 성능 및 에너지 변환/추출 성능을 추정하기 위해 통합 수치 모델링을 완 성하였다. 이를 위해, 3차원 완전 비선형 포텐셜 수치 조파 수조 (3D-FN-PNWT) 기법을 적용한 수치 모델링을 개발하였고, 유압형 PTO 시스템을 그 특성에 맞게 수치 모델링하 여 고려하였다.

먼저, 3D-FN-PNWT 수치 모델링을 개발하였고, 본 수치 모델링에 적용된 다양한 수치 해석 기법에 대해 검증을 수행하였다. 본 내용을 정리해 보면 다음과 같이 정리할 수 있 다.

- (1) 랜킨 소스의 영향함수를 정확하고 빠르게 계산하기 위해 다중극 전개법을 적용하였고, 이로 인해 영향함수 계산 시간이 약 0.25 배로 축소되었다. 또한, 이를 주파 수 영역 유체동역학적 해석에 적용하여 기존의 타 해석 프로그램과의 비교 검증을 수행하였고, 이를 통해 본 영향함수 계산의 정확도를 검증하였다.
- (2) 3D-FN-PNWT 해석을 위해, 혼합 오일러리안 라그랑지안 법과 가속도 포텐셜 법을 적용하여 해석을 수행하였다. 가속도 포텐셜 영역에서의 부유체의 경계 조건으로 Letournel et al. (2017) 의 정리를 적용하였고, 간접법을 적용하여 부유체에 작용하는 힘과 이에 따른 변위를 추정하였다.
- (3) 외해 조건을 적용하기 위해, 인공 감쇠 영역을 자유표면의 모든 끝부분에 적용하였다. 특히, 옆쪽 인공 감쇠 영역을 이론해를 적용하여 새롭게 적용 및 제시하였고, 부유체와 인공 감쇠 영역 사이 지점의 자유표면 높이를 인공 감쇠 영역 유무에 따라 비교함으로 옆쪽 인공 감쇠 영역의 우수성을 검증하였다.
- (4) 자유표면과 부유체 경계면의 고차 공간 미분 값을 계산하기 위해, 구배 재구성을 위한 최소 자승법을 적용하였다. 방사력과 산란력의 2차 주파수 성분과 파 상승
 (Wave run-up) 을 기존의 해석 결과들을 비교하여 그 타당성을 입증하였다. 이를

토대로, 수학적으로 복잡한 B-spline이나 고차 요소법이 아닌 방법으로도 비슷한 효과를 추정할 수 있었다.

(5) 마지막으로 본 수치 해석 모델링을 기존의 해석 결과, 선형 프로그램의 해석 결과 및 실험 결과와 비교하여 그 타당성을 입증하였다.

3D-FN-PNWT 수치 모델링과 더불어, 유압형 PTO 시스템을 그 특성에 맞게 근사 쿨룽 감쇠력의 형태로 수치 모델링 하였다. 이를 검증하기 위해, 실제 유압형 PTO 시스템을 직접 적용하여 HPA에 대한 3차원 조파 수조 실험을 수행하였고, 수치해석 모델링과 실 험 결과를 비교하여 본 수치 모델링의 타당성을 검증하였다.

앞선 검증된 3D-FN-PNWT와 유압형 PTO 시스템을 적용하여 HPA에 대한 다양한 성능 해석을 수행하였다. 이를 정리하면 다음과 같이 정리할 수 있다.

- (1) 먼저, 명확한 비선형 효과를 추정하기 위해, 다양한 해석을 수행하였다. 선형 경계 조건과 선형 푸르드 클로브 (FK) 힘을 고려하는 선형 해석 (Lin), 선형 경계 조건과 부유체의 운동에 따라 부유체 경계면을 재구성하여 비선형 FK 힘만을 고려한 부분 비선형 해석 (PN), 부유체의 경계면 뿐 아니라 자유표면 경계면을 매 순간마다 그 움직임에 따라 재구성하고 비선형 입사파 조건과 자유표면 경계 조건을 적용한 완 전 비선형 해석 (FN) 을 적용하였다.
- (2) 이를 통해, 공진 주기에서 부유체의 운동이 증가하면 선형 해석 (Lin) 시 부분 및 완전 비선형 해석 (PN, FN) 에 비해 과도한 부유체 운동 응답이 추정되는데, 이는 비선형 FK 힘 때문으로 추정된다 (최대 37%). 반면에, 비선형 자유표면 경계조건과 자유표면 경계면의 재배열에 따른 부분 비선형 해석 (PN) 과 완전 비선형 해석 (FN) 의 차이는 약 5% 발생했다.
- (3) 최대 에너지 추출을 위한 최적 PTO 시스템 조건은 PTO에 의한 힘이 고정된 부유 체에 작용하는 산란력의 약 40~50% 인 경우였다. 이와 같은 경향은 공진주기를 비 롯한 전후 20%의 입사파 주기 조건에서도 동일한 최적 조건이 성립함을 확인하였

다.

- (4) PTO 시스템을 묘사하기 위해 선형 감쇠력과 근사 쿨룽 감쇠력으로 각각 고려하여 비교하였고, 이를 위해 선형 해석 (Lin) 시 동일한 상하 운동 응답을 가지는 조건을 기반으로 비선형 해석 (FN) 과의 차이를 비교하였다. 근사 쿨룽 감쇠력을 PTO 시 스템으로 적용시 비선형 해석 결과와 선형 해석 결과의 차이가 선형 감쇠력을 적 용했을 경우보다 크게 발생하였다. 쿨룽 감쇠력의 강한 비선형성으로 인해, 부분 혹은 완전 비선형 해석 (PN, FN) 이 필수적으로 고려되어야 한다.
- (5) 또, 다양한 파 기울기 조건에 따른 파랑-부유체-PTO 시스템의 완전 연성 해석을 수 행하였다. 파 기울기가 매우 큰 1/20 조건일 때, 선형파 조건에 비해 공진 주기 부 근에서 상하 운동 응답 및 시간 평균 추출 파워가 최대 약 12% 감소하였다. 이는 1차 주파수 성분의 상하 운동이 감소하고, 0차와 2차 주파수 성분의 상하 운동이 증가하기 때문이다.
- (6) 다양한 물 깊이 조건에 따른 부유체와 PTO 시스템의 연성 해석을 수행하였다. 물 깊이가 깊어짐에 따라 부유체 운동 응답이 증가하였고, 이로 인해 시간 평균 추출 파워 또한 증가하였다.

이와 같이 본 연구에서는 HPA의 통합 수치 모델링을 완성하였으며, 파랑-부유체-PTO 시스템에 대한 연성해석을 수행하였다. 이를 토대로 PTO 시스템 최적 조건, 파 기울기, 바닥면에 대한 해석을 수행하여 HPA에 미치는 다양한 비선형 효과에 대해 정리하였다. 본 연구는 파고가 높은 비선형 파랑을 비롯한 다양한 환경 조건에 대한 HPA 해석의 기 초 연구로, HPA 부유체에 작용하는 비선형 파랑과 근사 쿨룽 감쇠력 형태의 PTO 시스템 등으로 인해 3D-FN-PNWT를 활용한 완전 비선형 해석에 대한 중요성을 나타냈다.

하지만, 본 연구는 원통형 부유체를 활용한 HPA 연구로, 자유롭게 상하 운동하는 원통 형 부유체에 대한 해석만을 고려하였다. 향후, 수선 면적이 상하 운동 변위에 따라 변하 는 반구형 부유체나 나팔 모양의 원통형 부유체에 지속적인 연구가 필요하다. 또한, 본 연구는 유압형 PTO 시스템 중 유압 실린더만을 단순화하고 수치 모델링하여 나타내어 적용한 연구로, 유압 실린더의 내부 마찰저항, 유압 회로 내의 다양한 변수, 유압 모터 등을 고려하지 않았다. 차후 유압형 PTO 시스템 전체 (유압 실린더, 유압 모터, 발전기 등)를 모두 수치 모델링하여 본 연구에서 고려되지 못한 다양한 감쇠 효과, 에너지 변환 등을 고려하면 보다 심도 있는 연구 및 결과를 얻을 수 있을 것으로 예상된다. 또, 유압 형 PTO 시스템의 안정화를 위해, 다수의 부유체를 적용한 연구 또한 필요하다.

8. 참고 문헌

- [1] http://www.rims.re.kr/04_support/sub04_1_2_b.asp
- [2] Abbasnia, A. and Ghiasi, M., 2013, "Simulation of nonlinear wave interaction with dual cylinders in numerical wave tank", Transactions of FAMENA, vol. 37, no. 1, pp. 35-48.
- [3] Abbasnia, A., Ghaisi, M., Barandiaran, J. and Guedes Soares, C., 2015. "An implicit model of a submerged horizontal cylinder oscillating about an off-centered axis as a wave energy converter", In: Guedes Soares, C. (Ed.), Renewable Energies Offsore. CRC Taylor & Francis, pp. 247–255.
- [4] Abbasnia, A. and Ghiasi, M., 2015, "Fully nonlinear wave interaction with an array of truncated barriers in three dimensional numerical wave tank", Engineering Analysis with Boundary Elements, vol. 58, pp. 79-85.
- [5] Abbasnia, A., Ghiasi, M., and Abbasnia, H., 2017, "Irregular wave transmission on bottom bumps using fully nonlinear NURBS numerical wave tank", Engineering Analysis with Boundary Elements, vol. 82, pp. 130-140.
- [6] Abbasnia, A. and Soares, C.G., 2017, "Exact evaluation of hydrodynamic loads on ships using NURBS surfaces and acceleration potential", Engineering Analysis with Boundary Elements, vol. 85, pp. 1-12.
- [7] Abbasnia, A. and Soares, C.G., 2018, "Fully nonlinear simulation of wave interaction with a cylindrical wave energy converter in a numerical wave tank", Ocean engineering, vol. 152, pp. 210-222.
- [8] Antolín-Urbaneja, J.C., Cortés, A., Cabanes, I., Estensoro, P., Lasa, J. and Marcos, M., 2015, "Modeling Innovative Power Take-Off Based on Double-Acting Hydraulic Cylinders Array for Wave Energy Conversion", Energies, vol. 8, pp. 2230-2267.
- [9] Babarit, A. and Clement, A.H., 2009, "Declutching control of a wave energy converter". Ocean Engineering, vol. 36, pp.1015–24.
- [10] Babarit, A., Hals, J., Muliawan, M.J., Kurniawan, A., Moan, T. and Krokstad, J., 2012,

"Numerical benchmarking study of a selection of wave energy converters", Renewable Energy, vol. 41, pp.44-63.

- [11] Bai, W., 2001, "Non-linear wave interaction with arbitary 3-D bodies". Ph.D. thesis. Dalian University of Technology [in Chinese].
- [12] Bai, W. and Eatock taylor, R., 2006, "Higher-order boundary element simulation of fully nonlinear wave radiation by oscillating vertical cylinders", Applied Ocean Research, vol. 28, no. 3, pp. 247-265.
- [13] Bai, W. and Eatock taylor, R., 2007, "Numerical simulation of fully nonlinear regular and focused wave diffraction around a vertical cylinder using domain decomposition", Applied Ocean Research, vol. 29, pp. 55-71.
- [14] Bai, W. and Eatock taylor, R., 2009, "Fully nonlinear simulation of wave interaction with fixed and floating flared structures", Ocean Engineering, vol. 36, no. 3, pp. 223-236.
- [15] Bai, W. and Teng, B., 2013, "Simulation of second-order wave interaction with fixed and floating structures in time domain", Ocean Engineering, vol. 74, pp. 168-177.
- [16] Baker, G.R., Merion, D.J. and Orazag, S.A., 1981, "Applications of a generalized vortex method to nonlinear free-surface flows", Proceedings, Third International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics, Paris, pp. 179-191.
- [17] Bandyk, P.J. and Beck, R.F., 2011, "The acceleration potential in fluid-body interaction problems", Journal of Engineering Mathematics, vol. 70, pp. 147-163.
- [18] Beck, R.F., Cao, Y., Scorpio, S. and Shultz, W., 1994, "Nonlinear ship motion computations using the desingularized method", Proceedings 20th Symposium on Naval Hydrodynamics, Santa Barbara, Calif.
- [19] Berkvens, P.J.F., 1998, "Floating bodies interacting with water waves". Ph.D. Dissertation, University of Twente, The Netherlands.
- [20] Boo, S.Y. and Kim, C.H., 1996, "Fully nonlinear diffraction due to a vertical circular cylinder in a 3-D HOBEM numerical wave tank", Proceedings of Sixth International Offshore and Polar Engineering Conference, LA, USA
- [21] Boo, S.Y., 2002, "Linear and nonlinear irregular waves and forces in a numerical wave tank",

Ocean Engineering, vol. 29, pp. 475-493.

- [22] Budal, K., 1977, "Theory for absorption of wave power by a system of interacting bodies", Journal of Ship Research, vol. 21, no. 4, pp. 248–253.
- [23] Budal, K. and Falnes, J., 1979, "Experiments with point absorbers", Proceedings of the first symposium on wave energy utilisation. Sweden.
- [24] Cao, Y., Beck, R. and Schultz, W., 1994, "Nonlinear motions of floating bodies in incident waves", In: 9th Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Kuju, Oita, Japan, pp. 33–37.
- [25] Clement, A.H. and Babarit, A., 2012, "Discrete control of resonant wave energy devices", Philosophical Transactions of the Royal Society a Mathematical, Physical and Engineering Sciences, vol. 370, pp. 288–314.
- [26] Cointe, R., 1989, "Nonlinear Simulation of Transient Free Surface Flows", Proceedings, 5th International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics, pp. 85-99.
- [27] Cointe, R., Geyer, P., King, B., Molin, B. and Tramoni, M., 1990, "Nonlinear and Linear Motions of a Rectangular Barge in a Perfect Fluid", Proceedings of the 18th Symposium on Naval Hydrodynamics, pp. 85-99.
- [28] Cummins, W.E., "The Impulse response function and ship motions", Schiffstechnik, vol. 9, pp. 101-109.
- [29] Datta, R. and Sen, D. 2006, "A B-spline-based method for radiation and diffraction problems", Ocean Engineering, vol. 33, pp. 2240-2259.
- [30] Edge, B., Gamiel, K., Dalrymple, R., Hérault, A. and Bilotta, G., 2014, "Application of gpusph to design of wave energy", Proceedings of the 9th International SPHERIC Workshop, Paris, France, pp. 342–347.
- [31] Falcao, A.F.O., 2007, "Modelling and control of oscillating-body wave energy converters with hydraulic power take-off and gas accumulator", Ocean Engineering, vol. 34, pp. 2021–2032.
- [32] Falcao, A.F.O., 2008, "Phase control through load control of oscillating-body wave energy converters with hydraulic PTO system", Ocean Engineering, vol. 35, pp. 358–366.
- [33] Falnes, J., 2002, "Ocean Waves and Oscillating Systems", Cambridge university press.

- [34] Ferrant, P., Touze, D.L. and Pelletier, K., 2003, "Non-linear time-domain models for irregular wave diffraction about offshore structures", International Journal for Numerical Methods in Fluids, vol. 43, pp. 1257-1277.
- [35] Garcia-Rosa, P.B., Lizarralde, F. and Watanabe, E.H., 2014, "Wave-to-Wire Model and Energy Storage Analysis of an Ocean Wave Energy Hyperbaric Converter", IEEE Journal of Oceanic Engineering, vol. 39, no. 2, pp. 386-397.
- [36] Giorgi, G. and Ringwood, J.V., 2017, "Computationally efficient nonlinear froude-krylov force calculations for heaving axisymmetric wave energy point absorbers", Journal of Ocean Engineering and Marine Energy, vol. 3, pp. 21–33.
- [37] Grilli, S.T. and Horillo, J., 1998, "Periodic Wave Shoaling Over Barred-Beaches in a Fully Nonlinear Numerical Wave Tank", Proceedings of the 8th International Offshore and Polar Engineering Conference, Montreal, ISOPE, vol. 3, pp. 294-300.
- [38] Guerber, E., Benoit, M., Grilli, S.T. and Buvat, C., 2012, "A fully nonlinear implicit model for wave interactions with submerged structures in forced or free motion", Engineering Analysis with Boundary Elements, vol. 36(7), pp. 1151-1163.
- [39] Henry, A., Rafiee, A., Schmitt, P., Dias, F. and Whittaker, T., 2014, "The Characteristics of Wave Impacts on an Oscillating Wave Surge Converter", Journal of Ocean and Wind Energy, vol. 1, no. 2, pp. 101–110.
- [40] Hess, J.L. and Smith, A.M.O., 1962, "Calculation of nonlifting potential flow about arbitrary three-dimensional bodies", Douglas Aircraft Co, Report no. E.S. 40622.
- [41] Hong, S.A. and Kim, M.H., 2000, "Nonlinear Wave Forces on a Stationary Vertical Cylinder by HOBEM-NWT", Proceedings of the Tenth International Offshore and Polar Engineering Conference, Seattle, USA, vol. 3, pp. 214-220.
- [42] Israeli, M. and Orszag, S.A., 1981, "Approximation of radiation boundary conditions", Journal of Computational Physics, vol. 41, pp. 115-135.
- [43] Ng, J.Y.T. and Issacson, M., 1993, "Second-order wave interaction with two-dimensional floating bodies by a time-domain method", Applied Ocean Research, vol. 15, pp. 95-105.
- [44] Issacson, M. and Ng, J.Y.T., 1995, "Time-Domain Second-Order Wave Interaction With Three-

Dimensional Floating Bodies", International Journal of Offshore and Polar Engineering, 5(3).

- [45] Kang, C.G., 1988, "Bow flare slamming and nonlinear free surface-body interaction in the time domain", PhD thesis, The University of Michigan, Department of Naval Architecture and Marine Engineering.
- [46] Kashiwagi, M., 1996, "Full-nonlinear simulations of hydrodynamic forces on a heaving twodimensional body", Journal of the Society of Naval Architects of Japan, vol. 180, pp. 373–381.
- [47] Kim, D.H. and Koo, W., 2012, "Numerical Analysis of Hydrodynamic Performance of a Movable Submerged Breakwater Using Energy Dissipation Model", Journal of the Society of Naval Architects of Korea, vol. 49, no. 4, pp. 287-295.
- [48] Kim, M.W., Koo, W. and Hong, S.A., 2014, "Numerical analysis of various artificial damping schemes in a three-dimensional numerical wave tank", Ocean Engineering, vol. 75, pp. 165-173.
- [49] Kim, S.J., Koo, W. and Kim, M.H., 2015a, "Nonlinear time-domain NWT simulations for two types of a backward bent duct buoy (BBDB) compared with 2D wave-tank experiments", vol. 108, pp. 584-593.
- [50] Kim, S.J., Koo, W., Heo, K.W. and Heo, S.H., 2015b, "Numerical Study on Shape Optimization of a Heaving Hemisphere Wave Energy Converter", Journal of the Korean Society for Marine Environment and Energy, vol. 18, no. 4. pp. 254-262.
- [51] Kim, S.J., Shin, M.J. and Koo, W., 2016a, "A Numerical Study on a Floating Hemisphere Wave Energy Converter with Hydraulic PTO system", Proceedings of IEEE/MTS OCEANS 16, Shanghai.
- [52] Kim, S.J., Koo, W., Min, E.H., Jang, H., Youn, D. and Lee, B., 2016b, "Experimental Study on Hydrodynamic Performance and Wave Power Takeoff for Heaving Wave Energy Converter", Journal of Ocean Engineering and Technology, vol. 30, no. 5, pp. 361-366.
- [53] Kim, S.J., Koo, W. and Shin, M.J., 2018, "Numerical and experimental study on a hemispheric point-absorber-type wave energy converter with a hydraulic power take-off system", Renewable energy, (Summited)
- [54] Kim, Y., 2003, "Artificial damping in water wave problem I : Constant damping," International

Journal of Offshore and Polar Engineering, vol. 13, no. 2, pp. 88-93.

- [55] Koo, W. and Kim, M.H., 2004, "Freely floating-body simulation by a 2D fully nonlinear numerical wave tank", Ocean Engineering, vol. 31, pp. 2011–2046.
- [56] Koo, W. and Kim, M.H., 2006, "Numerical simulation of nonlinear wave and force generated by a wedge-shape wave maker", Ocean engineering, vol. 33, pp. 983-1006.
- [57] Koo, W. and Kim, M.H., 2007, "Fully nonlinear wave-body interactions with surface-piercing bodies", Ocean Engineering, vol. 34, no. 2, pp. 1000-1012.
- [58] Koo, W. and Kim, M.H., 2010, "Nonlinear Time-Domain Simulation of a Land-Based Oscillating Water Column", Journal of waterway, port, coastal and ocean engineering, vol.136, no. 5, pp. 276-285.
- [59] Koo, W. and Kim, D.H., 2011, "Numerical Analysis of Hydrodynamic Performance of a Movable Submerged Breakwater", Journal of the Society of Naval Architects of Korea, vol. 48, no. 1, pp. 23-32.
- [60] Koo, W. and Kim, J.D., 2013, "Development of Simplified Formulae for Added Mass of a 2-D Floating Body with a Semi-Circle Section in a Finite Water Depth", Journal of Ocean Engineering and Technology, vol. 27, no. 1, pp. 80-84
- [61] Koo, W. and Kim, J.D., 2015, "Simplified formulas of heave added mass coefficients at high frequency for various two-dimensional bodies in a finite water depth", International Journal of Naval Architecture and Ocean Engineering, vol.7 no.1, pp. 115-127.
- [62] Lee, K.R., Koo, W. and Kim, M.H., 2013, "Fully nonlinear time-domain simulation of a backward bent duct buoy floating wave energy converter using an acceleration potential method", International Journal of Naval Architecture and Ocean engineering, vol. 5, pp. 513– 528.
- [63] Letournel, L., Ducrozet, G., Babarit, A. and Ferrant, P., 2017, "Proof of the equivalence of Tanizawa–Berkvens' and Cointe–van Daalen's formulations for the time derivative of the velocity potential for non-linear potential flow solvers", Applied Ocean Research, vol. 63, pp. 184-199.
- [64] Longuet-Higgins, M.S. and Cokelet, E.D., 1976. "The deformation of steep surface waves on

water I: a numerical method of computation", The deformation of steep surface waves on water I: a numerical method of computation, vol. 350, pp. 1–26.

- [65] Maiti, S. and Sen, D., 2001, "Time-domain wave diffraction of two-dimensional single and twin hulls", Ocean Engineering, vol. 28, no. 6, pp. 639-665.
- [66] Melo, A.B. and Villate, J.L., 2016, "Annual report Ocean energy system 2016", The Executive Committee of Ocean Energy Systems.
- [67] Min, E.H. and Koo, W., 2007, "Radiation Problem of a Two-layer Fluid in a Frequency-Domain Numerical Wave Tank using Artificial Damping Scheme", Journal of Ocean Engineering and Technology, vol. 31, pp. 1-7.
- [68] Newman, J.N., 1986, "Distributions of sources and normal dipoles over a quadrilateral panel", Journal of Engineering Mathematics, vol. 20, pp. 113-216.
- [69] Penalba, M., Giorgi, G. and Ringwood, J.V., 2017a, "Mathematical modelling of wave energy converters: A review of nonlinear approaches", Renewable and Sustainable Energy Reviews, vol. 78, pp.1188–1207
- [70] Penalba, M., Sell, N.P., Hillis, A.J. and Ringwood, J.V., 2017b, "Validating aWave-to-Wire Model for a Wave Energy Converter—Part I: The Hydraulic Transmission System", Energies, vol. 10, 977-1~22.
- [71] Ricci, P., Saulnier, J.B., Falcao, A.F.O. and Pontes, M.T., 2008, "Time-domain models and wave energy converters performance assessment", Proceedings of the ASME 27th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering, Estoril, Portugal.
- [72] Saad, Y. and Schultz, M.H., 1986, "GMRES: A generalized minimal residual algorithm for solving nonsymmetric linear systems", SIAM Journal of Science statistical computation, vol. 7, pp. 856-869.
- [73] Sen, D., 1993, "Numerical simulation of motions of two-dimensional floating bodies", Journal of Ship Research, vol. 37, no. 4, pp. 307–330.
- [74] Shao, Y.L. and Faltinsen, O.M., 2010, "Use of body-fixed coordinate system in analysis of weakly nonlinear wave-body problems", Applied Ocean Research, vol. 32, pp. 20-33.
- [75] Sommerfeld, A., 1949, "Partial Differential Equations in Physics", Academic Press, New York,

New York.

- [76] Sozer, E., Brehm, C. and Kiris, C.C., 2014, "Gradient calculation methods on arbitrary polyhedral unstructured meshes for cell-centered CFD solvers", 52nd Aerospace Sciences Meeting, AIAA SciTech Forum, (AIAA 2014-1440), pp. 1-24.
- [77] Sung, H.G. and Grilli, S.T., 2007, "BEM Computations of 3D Fully Nonlinear Free Surface Flows Caused by Advancing Surface Disturbances", International Journal of Offshore and Polar Engineering.
- [78] Tanizawa, T., 1995, "A nonlinear simulation method of 3-D body motions in waves (1st Report)", Journal of the Society of Naval Architects of Japan, pp. 171-191
- [79] Teng, B., 1995, "Second order wave action on 3D floating body". Journal of Hydrodynamics, Series A vol. 10, no. 3 pp. 316-327.
- [80] Vinje, T. and Brevig, P., 1981, "Numerical simulation of breaking wave", Proceedings of the Third International Conference on Finite Elements in Water Resources, University of Mississippi, Oxford, vol. 5, pp. 196-210.
- [81] Wang, L. and Isberg, J., 2015, "Nonlinear Passive Control of a Wave Energy Converter Subject to Constraints in Irregular Waves", Energies, vol. 8, pp. 6528-6542.
- [82] Wehausen, J.V. and Laitone, E.V., 1960, "Surface waves", Springer, Berlin, Heidelberg.
- [83] Wu, G.X. and Eatock Taylor, R., 1995, "Time stepping solutions of the two-dimensional nonlinear wave radiation problem", Ocean Engineering, vol. 22, no. 8, pp. 785-798.
- [84] Wu, G. and Eatock Taylor, R., 1996, "Transient motion of a floating body in steep water waves". Proceedings of the 11th International Workshop on Water and Floating Bodies, Hamburg, Germany.
- [85] Wu, G. and Eatock Taylor, R., 2003, "The coupled finite element and boundary element analysis of nonlinear interactions between waves and bodies", Ocean Engineering, vol. 30, pp. 387-400.
- [86] Yan, H. and Liu, Y., 2011, "An efficient high-order boundary element method for nonlinear wave-wave and wave-body interactions", Journal of Computational Physics, vol. 230, pp. 402-424.

- [87] Yang, C. and Ertekin, R.C., 1992, "Numerical Simulation of Nonlinear Wave Diffraction by a Vertical Cylinder", Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering, vol. 114, no. 1, pp. 34-44.
- [88] Yeylaghi, S., Buckham, B., Moa, B., Oshkai, P., Beatty, S. and Crawford, C., 2015, "SPH modeling of hydrodynamic loads on a point absorber wave energy converter hull", Proceedings of the European Wave and Tidal Energy Conference, Nantes, France.
- [89] Yeylaghi, S., Moa, B., Oshkai, P., Buckham, B. and Crawford, C.. 2016, "ISPH modelling of an oscillating wave surge converter using an openmp-based parallel approach", Journal of Ocean Engineering and Marine Energy, vol. 2, pp. 301–312.
- [90] Zurkinden, A.S., Ferri, F., Beatty, S., Kofoed, J.P. and Kramer, M.M., 2014, "Non-linear numerical modeling and experimental testing of a point absorber wave energy converter", Ocean Engineering vol. 78, pp. 11–21.
- [91] Zhang, X., Lub, D., Guoc, F., Gao, Y. and Sunf, Y., 2018, "The maximum wave energy conversion by two interconnected floaters: Effects of structural flexibility", Applied Ocean Research, vol. 71, pp. 34–47.
- [92] Zhou, B.Z., Ning, D.Z., Teng, B. and Bai, W., 2013, "Numerical investigation of wave radiation by a vertical cylinder using a fully nonlinear HOBEM", Ocean Engineering, vol. 70, pp. 1–13.
- [93] Zhou, B.Z., Wu, G.X. and Teng, B., 2015, "Fully nonlinear wave interaction with freely floating non-wall-sided structures", Engineering Analysis with Boundary Elements, vol. 50, pp. 117-132.
- [94] Zhou, B.Z., Wu, G.X. and Meng, Q.C., 2016, "Interactions of fully nonlinear solitary wave with a freely floating vertical cylinder", Engineering Analysis with Boundary Elements, vol. 69, pp. 119-131.

9. 부록

9.1. 룬게쿠타(Runge-Kutta) 4차법

본 논문과 같은 Wave-body interaction 문제에서는 자유표면은 Runge-Kutta 4th order method로, 부유체의 운동은 Runge-Kutta Nystrom 4th order method로 해결해야 한다.

• Runge-Kutta 4th order method

$$y' = f(t, y), y(t_0) = y_0$$

$$k_1 = \Delta t \cdot f(t_n, y_n)$$

$$k_2 = \Delta t \cdot f(t_n + \frac{\Delta t}{2}, y_n + \frac{k_1}{2})$$

$$k_3 = \Delta t \cdot f(t_n + \frac{\Delta t}{2}, y_n + \frac{k_2}{2})$$

$$k_4 = \Delta t \cdot f(t_n + \Delta t, y_n + k_3)$$

Solution :

$$t_{n+1} = t_n + \Delta t$$

$$y_{n+1} = y_n + (k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4) / 6$$

• Runge-Kutta Nystrom 4th order method

$$y'' = f(t, y, y'), y(t_0) = y_0, y'(t_0) = y'_0$$

$$k_1 = \frac{\Delta t}{2} \cdot f(t_n, y_n, y'_n)$$

$$k_2 = \frac{\Delta t}{2} \cdot f(t_n + \frac{\Delta t}{2}, y_n + \frac{\Delta t}{2}(y'_n + \frac{k_1}{2}), y'_n + k_1)$$

$$k_3 = \frac{\Delta t}{2} \cdot f(t_n + \frac{\Delta t}{2}, y_n + \frac{\Delta t}{2}(y'_n + \frac{k_1}{2}), y'_n + k_2)$$

$$k_3 = \frac{\Delta t}{2} \cdot f(t_n + \Delta t, y_n + \Delta t(y'_n + k_3), y'_n + 2k_3)$$

Solution :

$$t_{n+1} = t_n + \Delta t$$

$$y_{n+1} = y_n + \Delta t \left(y_n' + \frac{1}{3} (k_1 + k_2 + k_3) \right)$$

$$y_{n+1}' = y_n' + (k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4) / 3$$

9.2. Chebyshev five-point smoothing 기법

먼저, \overline{f}_j 를 smoothed 곡선의 j번째 노드의 값이라고 가정하면 다음과 같이 정의된다.

$$\overline{f}_{j} = \frac{-\Delta x_{j-1} \Delta x_{j+1}}{2\Delta x_{j-2} (\Delta x_{j+2} - \Delta x_{j-2})} f_{j-2} + \frac{-\Delta x_{j+1}}{2(\Delta x_{j-1} - \Delta x_{j+1})} f_{j-1} + \left(\frac{\Delta x_{j-1} \Delta x_{j+1}}{2\Delta x_{j-2} \Delta x_{j+2}} + \frac{1}{2}\right) f_{j}$$
$$+ \frac{\Delta x_{j-1}}{2(\Delta x_{j-1} - \Delta x_{j+1})} f_{j+1} + \frac{\Delta x_{j-1} \Delta x_{j+1}}{2\Delta x_{j+2} (\Delta x_{j+2} - \Delta x_{j-2})} f_{j+2}$$

여기서, f_j 는 j번째 노드의 값을 의미하고, 나머지 값들은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\Delta x_{j-2} = x_{j-2} - x_j$$

$$\Delta x_{j-1} = x_{j-1} - x_j$$

$$\Delta x_{j+1} = x_{j+1} - x_j$$

$$\Delta x_{j+2} = x_{j+2} - x_j$$

Abstract

Various types of wave energy converters have been produced according to the environmental conditions of the installation area and the type of power generation. Among these, the heaving buoy type point absorber (HPA) can be applied easily as a massive production farm or hybrid renewable energy system because it has a simple shape and system. To design and analyze wave energy converters, linear wave theory-based analysis has mainly been conducted. On the other hand, the environmental condition for main energy conversion is a nonlinear wave condition with a high wave height. Therefore, it is essential to consider the nonlinearity of wave and buoy motion, which cannot be considered from a conventional analysis program based on linear analysis.

In this study, a three dimensional fully nonlinear potential numerical wave tank (3D-FN-PNWT) was developed to estimate the hydrodynamic performance of HPA. The 3D-FN-PNWT is based on the Mixed Eulerian-Lagrangian (MEL) method to describe a nonlinear wave. The acceleration potential and indirect method were applied to estimate the instantaneous force acting on the buoy and its displacement. In addition, a constant panel method was applied and the least squares gradient reconstruction method was used to calculate accurately the spatial derivative of the velocity potential of the buoy boundary and wave elevation. An artificial damping zone was applied for the open sea conditions, and a new artificial damping terms were proposed for the side artificial damping zone. In addition, the multipole expansion method was used to reduce the calculation time for the influence matrices, and the GMRES method was applied to the matrix operation. To verify the 3D-FN-PNWT, the wave generation and propagation problem, diffraction problem, radiation problem, and freely floating problem were analyzed and compared with previous research results or theoretical and experimental results.

In this study, numerical modeling of a hydraulic power take-off (PTO) system applicable to a HPA was performed along with the development of 3D-FN-PNWT. The hydraulic PTO system was shown in the form of an approximate coulomb damping force considering its characteristics. This was verified by carrying out a three - dimensional wave tank experiment at the Research Institute of Medium and Small shipbuilding (RIMS). Linear time domain analysis considering the numerical modeling of the PTO system was carried out and the results were compared with the experimental results.

A fully coupled analysis between the buoy-wave-PTO systems was performed by applying the proven

hydraulic PTO system numerical modeling to 3D-FN-PNWT. Linear analysis, partially nonlinear analysis, and fully nonlinear analysis using 3D-PNWT were performed for clear evaluations, and the buoy motion and time-averaged generated power were calculated under nonlinear wave conditions. Based on this, the hydrodynamic performance and energy generation performance of the HPA according to the condition of the PTO system, wave steepness, and water depth were estimated.