

공학박사 학위논문

다방향불규칙과 중의 초대형 부유식
해양구조물에 대한 유탄성응답의
시간영역해석



이 논문을 부경대학교 대학원으로 제출함

2006년 2월

부경대학교 대학원

조선해양시스템공학과

김 철 현

김철현의 공학박사 학위논문을 인준함

2006년 2월 일

주	심	공학박사	金仁喆	
위	원	공학박사	袁東明	
위	원	공학박사	袁城勇	
위	원	공학박사	趙孝濟	
위	원	공학박사	具滋三	

목 차

영문요약(Abstract)	i
제 1 장 서론	1
1.1 연구배경	1
1.2 기존의 연구	2
1.3 논문의 개요	7
제 2 장 탄성거동에 의한 방사유체력을 고려한 초대형 부유식 해양구조물의 동적응답 해석	9
2.1 기본가정 및 좌표계	9
2.2 외각요소에 작용하는 힘과 모멘트	10
2.2.1 중력 및 정적 유체압력에 기인하는 힘과 모멘트	10
2.2.2 동유체력과 모멘트	18
2.2.3 파강제력과 모멘트	23
2.3 보요소의 질량 및 강성행렬에 기인하는 절점력	28
2.3.1 좌표변환	28
2.3.2 요소강성행렬 및 요소질량행렬	33
2.4 운동방정식	39
2.5 동적응답 해석에 대한 수치계산결과 및 고찰	41
2.5.1 수직변위진폭 응답	42
2.5.2 수직굽힘모멘트진폭 응답	43

제 3 장 다방향불규칙 파중의 운동응답해석	69
3.1 다방향파 스펙트럼	69
3.2 수치계산 결과 및 고찰	73
제 4 장 다방향불규칙파 중의 초대형 부유식 해양구조물의 시간영역응답해석	82
4.1 시간영역에서의 유체력	82
4.2 파강제력 및 모멘트	90
4.3 시간영역 운동방정식	93
4.4 수치계산 결과 및 고찰	96
제 5 장 결 론	123
참고 문헌	125

Time Domain Analysis of Hydroelastic Responses for a Very Large Floating Structure in Multi-Directional Irregular Waves

Chuel-Hyun Kim

Department of Naval Architecture & Marine Systems

Engineering

Graduate School

Pukyong National University

Abstract

Recently, as the technology of utilization for the ocean space is being advanced, floating structures are asked for being more and more huge-scale. Especially, a pontoon-type floating structure has been came into the spotlight since The Floating Structures Association of Japan proposed it for the most suitable one of floating airports. Very Large Floating Structures(VLFS) are considered

as a flexible structure, because of a quite large length-to-breadth ratio and its geometical flexibility. The main object of this study is to develop a accurate and convenient method for the hydroelastic response analysis of very large offshore structures in waves. The numerical approach for the hydorelastic responses is based on the combination of the three dimensional source distribution method and the dynamic response analysis method. A model is considered as many rigid bodies connected elastic beam elements. The calculated results by the hydroelastic response method including the radiation forces developed by individual rigid motions of floating hull elements show good agreement with the experimental and calculated ones by Yago. The frequency domain analysis in the multi-directional regular and irregular waves is expended to time domain analysis by using convolution integral after obtaining impulse response as Fourier transformation.

제 1 장 서 론

1.1 연구배경

최근, 육상자원이 고갈되고 육상공간이 부족해 감에 따라 해저자원과 해양에너지 개발하고 해양공간의 이용이 더욱 필요하게 되었고, 다각적인 노력이 이루어지고 있다. 해양공간 이용에는 크게 두 분류가 있다. 우선, 폐기물처리시설, 발전시설, 석유비축기지 등과 같은 지역이기주의로 유치를 꺼리는 다양한 형태의 플랜트를 해상에 건조하는 것이다. 그리고, 인구가 집중된 대도시 주변 연안에 육상과 연결된 해상공항이나 수상·해양레저시설, 비즈니스 및 주거가 가능한 해양도시와 같은 여러 형태의 해양구조물을 건설하는 것이다. 이와 같이 해양공간을 적절히 이용하면 사회·경제적으로 복잡하고 다양한 문제를 해결하는데 중요한 역할을 할 것으로 예상된다.

해양공간이용의 방법은 크게 매립식(Reclaiming Type)과 부유식(Floating Type)으로 나눌 수 있다. 매립식은 지금까지의 실적과 경험이 풍부하므로 해양공간을 이용하는 방법으로 부족함이 없지만, 대수심 및 해저지반이 연약한 지역의 경우 매립이 어렵고, 자연환경에 주는 영향이 크다는 단점이 있다. 이에 반해, 부유식 해양구조물은 해저지반 및 자연환경에의 영향도와 이동성, 내진성(耐震性)의 면에서 매립식보다 유리한 것으로 평가되고 있으며, 해양개발에 관한 기술이 진보함에 따라 설계규모와 설치가능 수심이 점점 대형화·대수심화되고 있다.

또한, 해양공간이용을 위한 초대형 부유식 해양구조물은 구조형식에 따라 바아지식(Barge Type)과 다수의 Column, Column-Footing 및 Lowerhull에 의해 지지된 반잠수식(Semisubmersible Type)으로 나눌 수 있다. 바아지식은 반잠수식에 비해 큰 파강제력 및 표류력을 받으므로 구조물 주위에 소파장치를 설치하여 파도

의 에너지를 감소시킨다. 어떤 경우에는 바아지의 사면을 부유식 방파제로 둘러싸기도 하고, 소파능력이 불충분하다고 여겨질 경우에는 해저면까지 달하는 방파제를 사용할 수도 있다. 그러나, 이와같이 되면 해수유동이 억제되어 부유식 매립식보다 해양환경에 주는 영향이 작다는 하나의 장점을 잃게 된다. 또, 수심이 증가함에 따라 방파제의 건조가 어렵게 되고 건조비용도 많이 들게 된다. 따라서, 바아지식은 수심이 비교적 얕으며 매립방식으로 극복할 수 없는 장소에 적합한 형식이라 할 수 있다. 이것에 비하여 반잠수식은 파와 맞닿는 부분을 작게 하여 파력을 바아지식에 비해 상당히 감소시킨 형식으로 동요가 감소하고, 방파제의 설치가 전혀 필요치 않다고 생각된다. 또한, 부체만으로 가동이 가능하므로 보다 깊은 수심에 대응할 수 있다. 반면에 구조체가 바아지식에 비해 복잡하기 때문에 건조 및 유지비와 부식등에 따른 비용이 증대된다.

지금까지 제안된 대표적인 초대형 부유식 해양구조물로서는 해양정보도시¹⁾, 부체인공도시²⁾, 해상공항도시^{3)~6)}, 중수심역 공간이용구조체^{7),8)} 등이 있다. 미국에서는 군사적 이용을 위한 이동식 해양기지에 대한 연구^{9),10)}가 진행되고 있고, 일본에서는 부유식 해상공항을 건조하기 위한 다양한 연구^{11)~18)}가 진행중에 있다. 초대형 해양구조물은 다수의 대형부체와 이들에 의해 지지된 대규모 상부구조 및 지지기초 혹은 계류부재 등으로 이루어져 있다. 해양구조물이 대형화되면, 다수의 요소부체로 지지된 초대형 해양구조물은 구조물의 높이에 비해 폭과 길이가 상당히 크므로, 파중에서 쉽게 변형하게 된다.

따라서, 초대형 부유식 구조물의 경우에는 기존의 강체 운동보다도 유탄성 응답은 중요한 문제가 된다. 본 연구에서는 이와 같은 초대형부유식 해양구조물의 유탄성 응답을 정도 좋게 계산하고자 하였다. 또한 실패역 상태에 있어서 구조물의 응답특성을 평가하기 위하여, 단파정 불규칙파에 대한 응답을 주파수 및 시간 영역에서 해석하는 것을 연구의 목표로 하였다.

1.2 기존의 연구

종래의 부유식 해양구조물은 강체로 취급하던 것에 반해, 초대형 해양구조물은 길이, 폭에 비해 높이가 작아 전체적으로 상대적인 굽힘강성이 작은 구조물로 거동하게 된다. 따라서, 파랑중의 동적응답을 정확하게 추정하기 위해서는 구조물의 탄성변형과 유체의 연성을 고려한 소위 유탄성문제를 풀 필요가 있다. 지금까지 유탄성을 고려하여 행해진 초대형 해양구조물의 파랑중 응답계산에 이용되어왔던 구조모델은 1차원 탄성보 모델, 2차원 평판 모델, 3차원 구조 모델로 분류할 수 있다.

먼저, 1차원 탄성보 모델을 이용한 연구를 살펴보면 다음과 같다. Toki¹⁹⁾는 반잠수식 대형구조물을 탄성기초위의 보로 단순화시켜 그 응답을 보의 고유진동모드의 중첩에 의해 해석하였다. Endo^{20),21)} 등은 column-footing형 부체를 deck에 나란히 연결하고 deck를 균일보로 가정해서 탄성응답을 해석하였다. 또한, 각종 부유식 구조물을 탄성기초 위의 보로 모델화하여 굽힘 및 비틀림 진동에 대해 전단변형, 회전관성, 비틀림강성 및 굽힘강성 등과 같은 각종 파라미터의 영향을 검토하였다. Suzuki^{22),23)} 등은 모드합성법의 항수(項數)와 정도의 문제를 해결하고 공진시의 피크 크기를 포함하여 응답을 엄밀히 구하였다. 이를 위하여 초대형 부체를 탄성기초위의 보로 근사시켜 그 진동방정식의 해석해를 유도하고 파랑중 구조응답을 해석했다. 그리고, 부체단부에 생기는 과대한 응답을 해소하기 위하여 부체단부에 있어서의 구조특성을 변화시킨 부체형식을 제안했다. Fujikubo²⁴⁾ 등은 바아지식 초대형 해양구조물을 탄성기초위의 보모델로 근사시키고 유한요소법의 기법을 도입하여 부체단부의 질량이나 강성의 변화와 계류계의 부가와 같은 구조특성 변경에 유연하게 대응하였다. 또한, 진동방정식의 엄밀해를 구해낼 수 있는 방법을 제안했다. Maeda²⁵⁾ 등은 바아지식 초대형 부체구조물에 대해 천홀수이론을 적용한 압력분포법을 이용하여 파랑중 탄성응답을 구했다. 이때 실제 wet mode에서는 모드의 직교성이 성립되지 않으므로 탄성모드의 방사유체력을 평가할 때 모드간의 연성 유체력도 고려하였다. 그런데, 천홀수이론을 적용한

압력분포법은 탄성모드의 방사유체력 및 파강제력을 구하기는 쉬운 장점이 있으나 수평방향의 변위를 추정할 수 없는 단점이 있다.

2차원 평판 모델을 이용한 연구로는 다음과 같다. Hamamoto²⁶⁾ 등은 인장계류된 원판형 부체식 인공섬을 탄성지지된 탄성원판으로 모델화하여 파랑과 해진에 의해 저면에 작용하는 하중을 고려한 응답을 해석하였다. Mamidipudi²⁷⁾ 등은 부체식 해상공항을 등방성평판으로 모델화하여 3차원유체력에 의한 탄성응답을 해석했다.

3차원 구조모델을 이용한 연구로는 Goo²⁸⁾ 등은 초대형 고리 형상의 부유구조물에 대하여 파의 상호간섭이론과 유한요소법을 결합하여 유탄성응답을 해석했다. Wu²⁹⁾ 등은 5개의 반잠수식 부체를 모듈로 연결한 부체구조물의 3차원 탄성응답을 해석하였다. Ertekin³⁰⁾ 등은 같은 모델인 반잠수식 부체를 16개의 모듈로 탄성연결한 초대형 부체의 응답에 관해서 각 모듈을 강체로서 해석한 경우와 탄성체로 해석한 결과를 비교했다. Hirayama³¹⁾ 등은 다수의 반잠수식 부체를 탄성결합한 부체구조물에 대해서 방향과 중에서의 탄성응답과 계류력을 수조실험 및 3차원이론계산으로 해석했다. Kagemoto³²⁾ 등은 축대칭 부체군에 대해 파의 상호간섭 이론을 적용하여 유탄성응답 및 표류력을 구했다. Takaki³³⁾ 등은 다수의 바아지형 부체를 1열로 탄성결합 또는 핀 결합한 부체구조물에 대해서 침수표면 전체에 3차원특이점을 분포시켜 탄성응답 및 표류력을 구하였다. Hamamoto³⁴⁾ 등은 유닛연결형 부유식구조물의 3차원 파랑응답을 해석했다. 여기서, 유닛 연결형 부유식구조물을 유한요소법(FEM), 해수영역을 경계요소법(BEM)으로 모델화하였고, 양 모델을 결합하는 것에 의해 파랑응답해석의 정식화를 행했다. Murai³⁵⁾ 등은 초대형 탄성부체의 거동에 관하여 유체문제의 해석에는 영역분할법을 적용하고, 부체의 변형해석에는 모드해석법을 적용하여 유탄성응답을 구했다. 그리고 최근에 Goo등이 파의 상호간섭 이론을 적용하여 다수의 임의형상 부체에 의해 지지된 대형 부유식 해양구조물의 탄성응답을 고려한 정상표류력을 구한 예³⁶⁾가 있고, 또 이 방법을 바아지식 초대형 해양구조물에도 적용한 예³⁷⁾가 있다. 전술한

각종 유탄성 응답 해석법을 요약하자면 ① 영역분할법과 고유모드 중첩법의 결합에 의한 것 ② 천홀수이론을 적용한 압력분포법과 고유모드 중첩법의 결합에 의한 것 ③ 접수면 전체에 특이점을 분포시키는 특이점 분포법과 유한요소법 혹은 유한차분법의 결합에 의한 것 ④ 하나의 요수부체에만 특이점을 분포시키고, 상호간섭이론과 유한요소법의 결합에 의한 것 ⑤ 대형구조물을 탄성 기초 위의 보 또는 판으로 근사시켜 구하는 근사적 방법 등으로 분류할 수 있다. ①,②,③의 방법은 바야지식 구조물에, ④,⑤의 방법은 바야지식 및 반잠수식 구조물에 주로 적용되고 있다.

특히, Pontoon형 초대형부유식 해양구조물은 최근 일본 관서 제2국제공항의 건조방식으로 채택되고, 'Mega-Float' 프로젝트를 통한 실험역 모형시험이 진행되면서 급속히 진보되었다. Kashiwagi³⁸⁾와 Watanabe³⁹⁾등은 이러한 Pontoon형 초대형 부유식 해양구조물을 중심으로 유탄성 거동해석에 대한 선행연구들에 대하여 체계적으로 정리하였다. 해석방법으로는 크게 모드중첩법(Mode Superposition Method), 고유함수 전개법(Eigenfunction Expansion Method)과 이산화법(Discrete Method)이 있다. 특히 모드중첩법은 일반화된 모드를 이용하여 구조물의 유탄성 거동을 해석하고, 고유함수 전개법은 전 해석영역을 고유함수로 전개하여 해석하는 방법⁴⁰⁾이다. 모드중첩법은 탄성응답에 크게 기여하는 고유모드와 고유진동수가 바로 구해지는 장점이 있지만 계산기의 용량이 많이 필요로 한다. 고유함수 전개법은 엄밀하게 해석할 수 있지만, 직사각형이나 원형 모양등의 단순한 형상을 해석할 수 밖에 없는 단점이 있다.

대형 해양구조물의 파랑응답 및 구조응답에 대한 대부분의 연구는 장파정파(Long Crested Waves)를 환경외력의 하나로 취급하고 있으나, 실제 이들 구조물이 부유되거나 계류된 실험역의 파는 장파정파가 아닌 서로 다른 방향성을 갖는 다양한 성분파들로 구성된 단파정파(Short Crested Waves)이다. 그럼에도 불구하고, 계측이나 해석의 어려움때문에 단방향의 장파정파를 환경외력의 하나로 흔히 가정하여 왔다. 그러므로 보다 현실성 있는 결과를 얻기 위해서는 단파정파를 고려

할 필요가 있다. 지금까지 행해진 연구로는 다방향파중의 해양구조물의 요소물체 혹은 부체에 대한 파력^{(41),(42)}, 선형응답^{(43)~(46)}, 비선형응답^{(47)~(49)} 및 다수 column형 부체로 지지된 장대형 부유식 구조물에 대한 응답^{(50)~(52)}, 초대형 부유식 구조물과 계류부재의 응답^{(53)~(54)} 등을 들 수 있다. Ohta등⁽⁵⁵⁾은 Pontoon형 초대형 부유식 해양구조물에 다방향 불규칙파 및 수심이 미치는 영향에 대하여 실험을 통한 연구를 수행하였다.

시간영역 해석은 시간영역에서 직접 계산하는 직접계산법과 주파수 영역에서의 부가질량과 감쇠계수를 *Fourier*변환하여 간접적인 방법으로 변환하여 계산하는 간접법으로 대별할 수 있다. Bessho et al.⁽⁵⁶⁾은 주파수 영역에서 경계 적분법을 이용하여 구한 해진 하중의 외력을 시간영역으로 변환하여 해진 외력이 초대형 부유식 해양구조물에 미치는 영향을 시간영역에서 해석하였다. 遠藤 등⁽⁵⁷⁾은 시간영역의 운동방정식을 직접 구하는 시간영역계산법을 보이고 있다. 이 때 필요한 유체력 계수 및 메모리 영향함수등은 주파수 영역의 유체력 계수에서 *Fourier*역 변환하여 구한다. 이 방법은 시간영역에서 많이 사용되며 적용범위도 광범위하지만 계산시간이 상당히 많이 걸리는 단점이 있다. Ohmatus⁽⁵⁸⁾는 3차원 영역분할법과 모드중첩법 및 장방형 영역에서의 *Helmholtz*방정식의 *Dirichlet*문제의 해를 이용하여 규칙파 중의 탄성응답을 해석하고, 주파수 응답함수를 이용한 불규칙파중의 응답의 선형중첩이론의 적용에 대한 타당성을 확인하였다. 또한, 탄성부체 위에 물체가 낙하하는 경우와 항공기의 이착륙과 같은 부체에 동하중이 가해질 때의 탄성거동을 시간영역에서 해석한 이론치와 실험치를 비교하였다. Lee et al.⁽⁵⁹⁾은 불규칙파 중에서의 인장계류식 해양구조물에 작용하는 비선형 합·차주파수 성분의 파강제력을 산정하고 시간영역에서 TLP를 강제로 가정하여 비선형 운동응답 및 변동장력 응답을 시뮬레이션할 수 있는 해석법을 제시하였다. Pontoon형 초대형 부유식 해양구조물의 시간영역에서의 유탄성응답해석에 관하여 Lee et al.⁽⁶⁰⁾은 모드중첩법을 이용하여 정수 중의 매트형의 초대형부유식 구조물에 대하여 동하중이 작용할 때 유탄성응답을 해석하였고, Lee et al.⁽⁶¹⁾ 및 Endo⁽⁶²⁾등은

Pontoon형의 초대형부유식 해양구조물에 항공기가 이·착륙할 때의 영향을 평가하였다. Ohmatsu는 주파수 응답함수와 임펄스응답함수의 컨볼루션 적분을 통하여 불규칙파중의 초대형부유식 구조물의 응답을 시간영역에 대하여 해석하였다.

1.3 논문의 개요

기존의 Pontoon형 초대형부유식 해양구조물의 연구에서 많이 사용되어온 모드중첩법, 고유함수 전개법은 긴 활주로를 가지는 해상 공항과 같이 고유모드를 구하는 것이 곤란한 복잡한 형상을 가지거나 발전소 및 거주시설과 같은 상부시설로 인하여 국소적인 강성이 요구되는 구조물에 대해서는 적용이 어렵다.

본 논문에서는 1.1절과 1.2절에 서술한 내용을 배경으로 하여, 최근 초대형 부유식 해양구조물의 대표적인 제안 양식인 Pontoon형의 초대형 부유식 해양구조물에 대하여 유탄성 응답을 정도 좋게 해석하였다. 특히 규칙파에만 적용되어 오던 기존의 연구와는 달리 실효역에 있어서의 응답특성을 평가하기 위하여 다방향 불규칙파 중의 응답을 주파수영역 뿐만 아니라 시간영역에 대한 해석도 수행하였다.

제2장에서는 지상에서 다수의 유닛으로 건조한 후 해상에서 결합되어지는 초대형 부유식 해양구조물의 건조공법을 고려하여 구조물을 다수의 외각요소로 분할하여 각 요소에 대한 유체력 및 파 강제력을 3차원 특이점 분포법을 이용하여 산정하였다. 기존의 방법이 Heave방향의 응답만을 해석할 수 있던 것에 반해 본 계산방법은 Surge 및 Sway 응답까지도 해석할 수 있고, 유닛간 응답 및 계류삭의 영향까지 확장할 수 있다. 이렇게 계산된 유체력 및 파강제력을 각 외각요소의 운동기준점에 적용하였다. 이들 절점을 탄성 보요소로 연결하고 유한 요소법에 의해 정식화함으로써 유탄성 응답을 해석하였다. 특히, 방사파 영향에 대하여 구조물의 운동기준점에 대하여 전체 구조물의 회전 운동을 계산한 후, 각 외각요소들의 운동기준점에 대한 값으로 치환해주는 방법과 각 외각요소들이 각각의

운동기준점에 대하여 각각의 회전운동을 하는 것으로 평가하는 방법을 적용함으로써 강체회전 및 탄성회전에 의한 영향을 정도 좋게 평가하였다. 길이 $9.75m \times$ 폭 $1.97m \times$ 높이 $0.545m$ 인 모델에 대한 Yago의 실험치¹⁵⁾와 구조물의 강체 및 탄성 회전운동에 의한 방사 유체력을 고려한 경우에 대하여 비교·검토하여 본 해석기법의 타당성을 확인하였다.

제3장에서는 실험역의 상황을 고려한 단파정 불규칙파 중의 초대형 부유식 해양구조물의 응답특성을 해석하였다. 제2장의 규칙파 중에서 정도 좋게 얻어진 각 외각요소들의 값을 주파수응답함수로 이용하고 스펙트럴 해석법에 적용하여 다방향 불규칙파의 중의 초대형 부유식 해양구조물의 응답특성을 평가하였다. 본 해석법의 타당성을 검증하기 위하여 길이 $15.00m \times$ 폭 $3.00m \times$ 높이 $0.56m$ 인 모델에 대한 Ohta⁵⁵⁾의 실험치와 비교·검토하였다.

제4장에서는 제2장에서 얻어지는 주파수 영역에서의 조파감쇠 계수로부터 메모리 영향함수를 구하고, 제3장에서 얻어지는 파강제력 주파수 응답함수를 *Fourier* 변환함으로써 임펄스 응답함수를 구하였다. 임펄스 응답함수는 파강제력과 수면변위를 콘볼루션 적분하여 시간영역에서의 파강제력으로 산정하였다. 메모리 영향함수와 운동속도와의 콘볼루션 적분에 의하여 매시간 단계마다 변동하는 동유체력의 항으로 표현하였다. 다방향 불규칙파의 파강제력을 고려한 시간영역에서의 운동방정식은 *Newmark- β* 법에 의해 풀어 운동응답을 해석하였다.

제5장에서는 본 논문에 대한 결론을 서술하였다.

제 2 장 탄성거동에 의한 유체력을 고려한

초대형 부유식해양구조물의

유탄성응답해석

2.1 기본가정 및 좌표계

탄성응답 해석법에 의해 초대형 부유식 해양구조물의 동적구조응답을 해석하기 위한 기본가정은 다음과 같다.

- (1) 상부구조는 3차원 골조 선형 탄성구조로 한다.
- (2) 유체는 비압축성, 비점성으로 하고, 유체의 운동은 비회전인 것으로 한다.
- (3) 각각의 평형위치에 대해 응답은 미소진폭의 조화진동으로 한다.
- (4) 자유표면은 모든 방향으로 무한히 펼쳐져 있는 것으로 한다.
- (5) 수심이 유한인 경우에는 수심을 일정으로 한다.

전체구조를 Fig.2.1과 같이 요소로 분할하고, 각 요소는 그 역할에 따라 (1) 형상, 크기, 질량을 가지고, 외력을 받으며 강체로서 거동하는 외각요소(hull element) (2) 탄성체로서 외각요소의 절점을 연결하는 보요소(beam element)의 두 가지로 분류하고, 외각요소에 작용하는 외력으로는 중력, 부력, 입사파에 의한 파강제력, 산란파에 의한 파강제력, 동유체력, 상대속도의 제곱에 비례하는 점성항력 등이 있으며, 가정에 의해 점성항력은 무시한다.

운동방정식의 정식화를 위한 좌표계로서는 Fig.2.2와 같다. 기준좌표계는 공간 고정된 右手系의 직각좌표계 $o-xyz$ 를 취하고, xy 평면은 평균수면에 두고, z 축은 연직상방으로 향하고 있는 것으로 한다. 국소좌표계는 외각요소 l 의 운동 기준점의 좌표 (x_o^l, y_o^l, z_o^l) 를 원점으로 하며, $o-xyz$ 에 평행한 직각좌표계

$o^l - x^l y^l z^l$ 로 한다. 임의의 운동기준점(x_o^l, y_o^l, z_o^l)의 각 축방향의 병진운동 및 각 축둘레의 회전운동을 Fig.2.3과 같이 정의한다. 입사파는 x 축의 음의 방향에서 양의 방향으로 x 축과 β 의 각을 이루며 진행하는 것으로 한다.

2.2 외각요소에 작용하는 힘과 모멘트

외각요소에 작용하는 외력은 (1) 파강제력과 모멘트 (2) 동유체력과 모멘트 (3) 정적 유체압력과 중력에 의한 복원력과 모멘트 등 3종류로 분류되며, 외각요소에 작용하는 모든 외력들은 각각 그것에 편리한 좌표계에서 산정한 후, 각 좌표계간의 변환행렬을 이용하여 최종적으로 기준좌표계 $o-xyz$ 좌표계로 표현한다.

2.2.1 중력 및 정적 유체압력에 기인하는 복원력과 모멘트

외각요소 l 의 정적 유체압력에 기인하는 복원력과 모멘트는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$F_j^l = \rho g \iint_{S_H^l} z n_j^l ds^l \quad (2.1)$$

식(2.1)은 임의의 외각요소 l 의 운동기준점(x_o^l, y_o^l, z_o^l)에 작용하는 복원력과 모멘트이나, 먼저 무게중심에서의 복원력과 모멘트를 생각하여 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\vec{F}_{jg} = \rho g \iint_{S_H^l} z \vec{n}_j ds^l \quad (2.2)$$

$$\vec{M}_g = \rho g \iint_{S_H^l} \left[\left(\vec{x} - \vec{x}_g \right) \times \vec{n} \right] z ds^l \quad (2.3)$$

여기서 $\vec{n}$ 은 외각요소 l 의 외향법선벡터이고, $\vec{x} - \vec{x}_g$ 은 외각요소 l 의 무게중심에서 임의점까지의 위치벡터이다.

또, 기준 좌표계($o-xyz$ 좌표계)와 물체고정 좌표계($o^*-x^*y^*z^*$ 좌표계)로 표현되는 임의점의 위치벡터를 각각 $\vec{x}$, $\vec{x}^*$ 라 하면, $\vec{x}$ 와 $\vec{x}^*$ 사이에는 다음의 관계가 성립한다.

$$\begin{aligned} \vec{x} &= \vec{x}_g + \left(\vec{x}^* - \vec{x}_g \right) + \eta_{gR} \times \left(\vec{x}^* - \vec{x}_g \right) \\ &\doteq \vec{x}^* + \vec{\eta}_{gT} + \eta_{gR} \times \left(\vec{x}^* - \vec{x}_g \right) \end{aligned} \quad (2.4)$$

여기서, $\vec{\eta}_{gT} = (\eta_{g1}^l, \eta_{g2}^l, \eta_{g3}^l)$ 는 기준 좌표계의 외각요소 l 의 무게중심에서의 병진변위를 나타내고, $\vec{\eta}_{gR} = (\eta_{g4}^l, \eta_{g5}^l, \eta_{g6}^l)$ 는 회전변위를 나타낸다.

식(2.2)의 복원력은 *Gauss*정리를 이용하여 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\vec{F}_g^{ls} = \rho g \iint_{S_H^l} z \vec{n} ds^l = \rho g \iiint (\nabla z) dV^l \quad (2.5)$$

여기서,

$$\nabla z = \left(\frac{\partial}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial}{\partial z} \vec{k} \right) z = \vec{k}$$

이므로, 식(2.5)는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned}
\vec{F}_g^l &= \vec{k} \rho g \iiint_{V^l} dV^l \\
&= \vec{k} \rho g \left[V_0^l - \iint_{S_0^l} (z^l - z^{l*}) dx^{l*} dy^{l*} \right] \\
&= \vec{k} \rho g \left[V_0^l - \iint_{S_0^l} \{ \eta_{g3}^l + \eta_{g4}^l (y_g^{l*} - y_g^l) - \eta_{g5}^l (x_g^{l*} - x_g^l) \} dx^{l*} dy^{l*} \right] \\
&= \vec{k} \rho g \left[V_0^l - \eta_{g3}^l S_0^l - \eta_{g4}^l S_2^l + \eta_{g5}^l S_1^l \right] \tag{2.6}
\end{aligned}$$

여기서, $S_0^l = \iint_{S_0^l} dx^{l*} dy^{l*}$ 로 외각요소 l 의 수선면적이다.

식(2.3)의 외각요소 l 의 무게중심에서의 복원력에 의한 모멘트에 대해 기준좌표계를 $\vec{\eta}_{0T}^l$ 만큼 평행이동한 좌표계($o' - x'y'z'$ 좌표계)로 표현하고 *Gauss*정리를 적용하면, 다음과 같이 된다.

$$\begin{aligned}
\vec{M}_g^l &= \rho g \iint_{S_H^l} \left[(\vec{x}^l - \vec{x}_g^l) \times \vec{n} \right] z ds^l \\
&= \rho g \iint_{S_H^l} \left[(\vec{x} - \vec{\eta}_{0T}^l - \vec{x}_g^l) \times \vec{n} \right] z ds^l \\
&= \rho g \iint_{S_H^l} \left[(\vec{x} - \vec{\eta}_{0T}^l - \vec{x}_g^l - \vec{\eta}_{0R}^l \times \vec{x}_g^l) \times \vec{n} \right] z ds^l \\
&= \rho g \iint_{S_H^l} \left[(\vec{x} - \vec{\eta}_{gT}^l - \vec{x}_g^l) \times \vec{n} \right] z ds^l
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= -\rho g \iiint_{V^l} \left[\nabla \times z \left(\vec{x} - \vec{\eta}_{gT} - \vec{x}_g^{l*} \right) \right] dV^l \\
&= \vec{i} \rho g \left[V_0^l \left\{ (y_b^{l*} - y_g^{l*}) + \eta_{g6}^l (x_b^{l*} - x_g^{l*}) - \eta_{g4}^l (z_b^{l*} - z_g^{l*}) \right\} - \eta_{g3}^l S_2^l \right. \\
&\quad \left. - \eta_{g4}^l S_{22}^l + \eta_{g5}^l S_{12}^l \right] - \vec{j} \rho g \left[V_0^l \left\{ (x_b^{l*} - x_g^{l*}) + \eta_{g5}^l (z_b^{l*} - z_g^{l*}) \right. \right. \\
&\quad \left. \left. - \eta_{g6}^l (y_b^{l*} - y_g^{l*}) \right\} - \eta_{g3}^l S_1^l - \eta_{g4}^l S_{12}^l + \eta_{g5}^l S_{11}^l \right] \quad (2.7)
\end{aligned}$$

여기서, $\vec{x}_b^{l*}$ 와 S_j^l 와 S_{ij}^l 는 각각 외각요소 l 의 부력중심, 무게중심에서의 수선면 1차 모멘트와 2차 모멘트로서 다음과 같이 정의된다.

$$\vec{x}_b^{l*} = \frac{1}{V_0^l} \iiint_{V_0^l} \vec{x}^{l*} dV^l \quad (2.8)$$

$$S_j^l = \iint_{S_0^l} (x_j^{l*} - x_{gj}^{l*}) dx^{l*} dy^{l*}, j=1, 2 \quad (2.9)$$

$$S_{ij}^l = \iint_{S_0^l} (x_i^{l*} - x_{gi}^{l*})(x_j^{l*} - x_{gj}^{l*}) dx^{l*} dy^{l*}, i, j=1, 2 \quad (2.10)$$

$$\text{여기서, } \vec{x}^{l*} - \vec{x}_g^{l*} = \begin{Bmatrix} x^{l*} - x_g^{l*} \\ y^{l*} - y_g^{l*} \\ z^{l*} - z_g^{l*} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} x_1^{l*} - x_{g1}^{l*} \\ x_2^{l*} - x_{g2}^{l*} \\ x_3^{l*} - x_{g3}^{l*} \end{Bmatrix} \text{ 이다.}$$

단, $\vec{x}_g^{l*}$ 및 (2.8)~(2.10)식은 외각요소 l 의 정적 평형상태에서 정의되므로, 이후 *를 생략하기로 한다.

그러므로, 무게중심에서의 중력에 의한 힘은 $(0, 0, -m^l g)$ 이고 중력에 의한

모멘트는 0이므로, 무게중심에서의 정적 유체압력과 중력에 기인하는 전체 복원력과 모멘트는 식(2.6), (2.7)에서 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$F_{gi}^l = (\rho V_0^l - m^l) g \delta_{i3} + \rho g V_0^l (y_b^l - y_g^l) \delta_{i4} - \rho g V_0^l (x_b^l - x_g^l) \delta_{i5} - \sum_{j=1}^6 K_{ij}^{l\delta} \eta_{gj}^l \quad (2.11)$$

여기서,

$$[K_P^l] = \rho g \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & S_0^l & S_2^l & -S_1^l & 0 \\ 0 & S_2^l & S_{22}^l + V_0^l(z_b^l - z_g^l) & -S_{12}^l & -V_0^l(x_b^l - x_g^l) \\ 0 & -S_1^l & -S_{12}^l & S_{11}^l + V_0^l(z_b^l - z_g^l) & -V_0^l(y_b^l - y_g^l) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.12)$$

변위를 보통 외각요소 l 의 무게중심 $\vec{x}_g^l$ 에서의 운동으로 평가하나, 항상 편리한 것은 아니므로, 임의의 운동기준점 $\vec{x}_0^l$ 에서의 운동으로 평가하기로 한다.

$\vec{x}_g^l$ 와 $\vec{x}_0^l$ 에서의 변위관계는 다음과 같이 표현된다.

$$(\eta_{g1}^l, \eta_{g2}^l, \eta_{g3}^l) = (\eta_1^l, \eta_2^l, \eta_3^l) + (\vec{x}_0^l - \vec{x}_g^l) \times (\eta_4^l, \eta_5^l, \eta_6^l)$$

$$(\eta_{g4}^l, \eta_{g5}^l, \eta_{g6}^l) = (\eta_4^l, \eta_5^l, \eta_6^l) \quad \text{이므로}$$

$$\begin{bmatrix} \eta_{g1}^l \\ \eta_{g2}^l \\ \eta_{g3}^l \\ \eta_{g4}^l \\ \eta_{g5}^l \\ \eta_{g6}^l \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \eta_1^l - \eta_5^l(z_0^l - z_g^l) + \eta_6^l(y_0^l - y_g^l) \\ \eta_2^l + \eta_4^l(z_0^l - z_g^l) - \eta_6^l(x_0^l - x_g^l) \\ \eta_3^l - \eta_4^l(y_0^l - y_g^l) + \eta_5^l(x_0^l - x_g^l) \\ \eta_4^l \\ \eta_5^l \\ \eta_6^l \end{bmatrix}$$

$$= \begin{bmatrix} 100 & 0 & -(z_0^l - z_g^l) & (y_0^l - y_g^l) \\ 010 & (z_0^l - z_g^l) & 0 & -(x_0^l - x_g^l) \\ 001 & -(y_0^l - y_g^l) & (x_0^l - x_g^l) & 0 \\ 000 & 1 & 0 & 0 \\ 000 & 0 & 1 & 0 \\ 000 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \eta_1^l \\ \eta_2^l \\ \eta_3^l \\ \eta_4^l \\ \eta_5^l \\ \eta_6^l \end{Bmatrix} \quad (2.13)$$

마찬가지로, 위의 방법과 유사하게 힘의 관계는 다음과 같다.

$$(F_{g1}^{l\delta}, F_{g2}^{l\delta}, F_{g3}^{l\delta}) = (F_1^{l\delta}, F_2^{l\delta}, F_3^{l\delta}),$$

$$(F_{g4}^{l\delta}, F_{g5}^{l\delta}, F_{g6}^{l\delta}) = (F_4^{l\delta}, F_5^{l\delta}, F_6^{l\delta}) + (\vec{x}_0^l - \vec{x}_g^l) \times (F_1^{l\delta}, F_2^{l\delta}, F_3^{l\delta})$$

이므로

$$\begin{Bmatrix} F_{g1}^{l\delta} \\ F_{g2}^{l\delta} \\ F_{g3}^{l\delta} \\ F_{g4}^{l\delta} \\ F_{g5}^{l\delta} \\ F_{g6}^{l\delta} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} F_1^{l\delta} \\ F_2^{l\delta} \\ F_3^{l\delta} \\ F_4^{l\delta} + F_3^{l\delta}(y_0^l - y_g^l) - F_2^{l\delta}(z_0^l - z_g^l) \\ F_5^{l\delta} + F_1^{l\delta}(z_0^l - z_g^l) - F_3^{l\delta}(x_0^l - x_g^l) \\ F_6^{l\delta} - F_1^{l\delta}(y_0^l - y_g^l) + F_2^{l\delta}(x_0^l - x_g^l) \end{Bmatrix}$$

$$= \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 000 \\ 0 & 1 & 0 & 000 \\ 0 & 0 & 1 & 000 \\ 0 & -(z_0^l - z_g^l) & (y_0^l - y_g^l) & 100 \\ (z_0^l - z_g^l) & 0 & -(x_0^l - x_g^l) & 010 \\ -(y_0^l - y_g^l) & (x_0^l - x_g^l) & 0 & 001 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} F_1^{l\delta} \\ F_2^{l\delta} \\ F_3^{l\delta} \\ F_4^{l\delta} \\ F_5^{l\delta} \\ F_6^{l\delta} \end{Bmatrix} \quad (2.14)$$

식 (2.13), (2.14)를 식 (2.11)에 대입하면 임의의 외각요소 l 의 절점

(x_0^l, y_0^l, z_0^l) 에서의 복원력과 모멘트는 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned}
 F_j^{t\delta} = & (\rho V_0^l - m^l)g\delta_{i3} + \{\rho g V_0^l(y_b^l - y_g^l) - (\rho V_0^l - m^l)g(y_0^l - y_g^l)\}\delta_{i4} \\
 & - \{\rho g V_0^l(x_b^l - x_g^l) - (\rho V_0^l - m^l)g(x_0^l - x_g^l)\}\delta_{i5} - \sum_{i=1}^6 K_{ij}^l \eta_j^l
 \end{aligned} \tag{2.15}$$

여기서, 정수압에 의한 복원력 계수 K_{ij}^l 는 다음과 같다.

$$K_{33}^l = \rho g S_0^l = \rho g \iint_{S_0^l} dA$$

$$\begin{aligned}
 K_{34}^l &= \rho g S_2^l - \rho g(y_0^l - y_g^l) S_0^l \\
 &= \rho g \iint_{S_0^l} (y^l - y_g^l) dA - \rho g(y_0^l - y_g^l) \iint_{S_0^l} dA \\
 &= \rho g \iint_{S_0^l} (y^l - y_0^l) dA
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 K_{35} &= -\rho g S_1^l + \rho g(x_0^l - x_g^l) S_0^l \\
 &= -\rho g \iint_{S_0^l} (x^l - x_g^l) dA + \rho g(x_0^l - x_g^l) \iint_{S_0^l} dA \\
 &= -\rho g \iint_{S_0^l} (x^l - x_0^l) dA
 \end{aligned}$$

$$K_{44} = \rho g(y_0^l - y_g^l)^2 S_0^l - 2\rho g(y_0^l - y_g^l) S_2^l + \rho g S_{22}^l + \rho g V_0^l(z_b^l - z_g^l)$$

$$= \rho g (y_0^l - y_g^l)^2 \iint_{S_0^l} dA - 2\rho g (y_0^l - y_g^l) \iint_{S_0^l} (y^l - y_g^l) dA$$

$$+ \rho g \iint_{S_0^l} (y^l - y_g^l)^2 dA + \rho g V_0^l (z_b^l - z_g^l)$$

$$= \rho g \iint_{S_0^l} (y^l - y_0^l)^2 dA + \rho g V_0^l (z_b^l - z_0^l) - m^l g (z_g^l - z_0^l)$$

$$K_{45} = -\rho g (x_0^l - x_g^l) (y_0^l - y_g^l) S_0^l + \rho g (x_0^l - x_g^l) S_2^l + \rho g (y_0^l - y_g^l) S_1^l - \rho g S_{12}^l$$

$$= -\rho g (x_0^l - x_g^l) (y_0^l - y_g^l) \iint_{S_0^l} dA + \rho g (x_0^l - x_g^l) \iint_{S_0^l} (y^l - y_g^l) dA$$

$$+ \rho g (y_0^l - y_g^l) \iint_{S_0^l} (x^l - x_g^l) dA - \rho g \iint_{S_0^l} (x^l - x_g^l) (y^l - y_g^l) dA$$

$$= -\rho g \iint_{S_0^l} (x^l - x_0^l) (y^l - y_0^l) dA$$

$$K_{46} = -\rho g V_0^l (x_b^l - x_0^l) + m^l g (x_g^l - x_0^l)$$

$$K_{43} = K_{34} \ , \ K_{53} = K_{35} \ , \ K_{54} = K_{45}$$

$$K_{55} = \rho g (x_0^l - x_g^l)^2 S_0^l - 2\rho g (x_0^l - x_g^l) S_1^l + \rho g S_{11}^l + \rho g V_0^l (z_b^l - z_g^l)$$

$$= \rho g (x_0^l - x_g^l)^2 \iint_{S_0^l} dA - 2\rho g (x_0^l - x_g^l) \iint_{S_0^l} (x^l - x_g^l) dA$$

$$+ \rho g \iint_{S_0^l} (x^l - x_g^l)^2 dA + \rho g V_0^l (z_b^l - z_g^l)$$

$$= \rho g \iint_{S_0^l} (x^l - x_0^l)^2 dA + \rho g V_0^l (z_b^l - z_0^l) - m^l g (z_g^l - z_0^l)$$

$$K_{56} = -\rho g V_0^l (y_b^l - y_0^l) + m^l g (y_g^l - y_0^l)$$

$$\text{上記 이외의 성분의 } K_{ij} = 0 \quad (2.16)$$

여기서, V_0^l 은 외각요소 l 의 배수용적, (x_g^l, y_g^l, z_g^l) 은 외각요소의 l 의 무게중심, (x_b^l, y_b^l, z_b^l) 은 외각요소 l 의 부심, $S_0^l = \iint_{S_0^l} dA$ 는 외각요소 l 의 수선면적이다.

2.2.2 동유체력과 모멘트

다수의 외각요소로 구성된 초대형 부유식 해양구조물이 단위 속도진폭으로 k 방향의 운동을 행할 때의 방사포텐셜을 다음과 같이 둔다.

$$\Phi_k = \text{Re} \{ \phi_k e^{-i\omega t} \}, (k = 1 \sim 6) \quad (2.24)$$

우선, 초대형부유식 해양구조물의 강체모드에 대한 방사포텐셜 ϕ_k^l ($k = 1 \sim 6; l = 1 \sim N$) 는 다음과 같은 경계치 문제(방사문제)의 해로서 구할 수 있다.

$$\nabla^2 \phi_k = 0 \quad \text{in } \Omega \quad (2.25)$$

$$\frac{\partial \phi_k}{\partial z} - k \phi_k = 0 \quad \text{on } S_F \quad (2.26)$$

$$\frac{\partial \phi_k}{\partial z} = 0 \quad \text{on } S_B \quad (2.27a)$$

$$\lim_{z \rightarrow -\infty} \text{grad } \phi_k = 0 \quad \text{on } S_B \quad (2.27b)$$

$$\frac{\partial \phi_k}{\partial n} = n_k \quad \text{on } S_H \quad (2.28)$$

$$\lim_{R \rightarrow \infty} \sqrt{R} \left(\frac{\partial \phi_k}{\partial R} - i k \phi_k \right) = 0 \quad \text{on } S_R \quad (2.29)$$

식(2.8a)는 유한 수심의 경우이고, 식(2.8b)는 무한수심의 경우이다.

또한, 식(2.25) ~ 식(2.29)은 각각 유체영역 Ω 에서의 유체의 연속성, 자유표면 S_F 에 있어서의 운동학적·역학적 조건, 유한수심의 경우의 해저면 S_B 에 있어서의 유체의 불투과 조건, 무한수심의 경우의 해저면 S_B 에 있어서의 유체는 유속을 갖지 않는 조건, 외각요소의 침수표면 S_H 에 있어서의 부체와 유체의 속도 연속조건, 무한원방 S_R 에 있어서의 방사조건을 나타내고 있다. 단, ∇^2 은 *Laplacian*이고, $k = \omega^2/g$ 이며, R 은 *source*점과 *field*점과의 수평거리이다.

식(2.28)의 n_k 는 기준좌표계에 대한 구조물의 운동기준좌표를 중심으로 각 축에 평행한 단위속도 운동에 의한 부체표면에서의 운동 속도의 법선방향성분 ($k=1 \sim 3$) 및 각 축 둘레의 단위 각속도 운동에 의한 부체표면에서의 운동속도의 법선방향성분 ($k=4 \sim 6$)으로 다음과 같다.

$$n_1^l = n_x, \quad n_2^l = n_y, \quad n_3^l = n_z$$

$$\begin{aligned}
n_4^l &= (y - y_0) n_z - (z - z_0) n_y \\
n_5^l &= (z - z_0) n_x - (x - x_0) n_z \\
n_6^l &= (x - x_0) n_y - (y - y_0) n_x
\end{aligned} \tag{2.30}$$

여기서, (x_0, y_0, z_0) 은 기준좌표계로 표현된 초대형부유식 해양구조물의 운동기준점 좌표이다.

초대형부유식 해양구조물의 기준좌표계의 원점을 운동기준점으로 한 6자유도의 강체 모드의 방사포텐셜 ϕ_k ($k = 1 \sim 6$)가 구해지면 외각요소 l 의 절점 (x_0^l, y_0^l, z_0^l) 을 운동기준점으로 한 6자유도의 강체 모드의 방사포텐셜 ϕ_k^l 는 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
\phi_1^l &= \phi_1, \quad \phi_2^l = \phi_2, \quad \phi_3^l = \phi_3 \\
\phi_4^l &= \phi_4 - y_0^l \phi_3 + z_0^l \phi_2 \\
\phi_5^l &= \phi_5 + x_0^l \phi_3 - z_0^l \phi_1 \\
\phi_6^l &= \phi_6 - x_0^l \phi_2 + y_0^l \phi_1, (l = 1 \sim N)
\end{aligned} \tag{2.31}$$

여기서, N 은 외각요소의 총 개수이다.

초대형부유식 해양구조물을 구성하는 개개의 외각요소 l 의 6자유도 운동을 고려하면 강체모드를 포함하는 탄성거동에 의한 방사포텐셜 ϕ_k^l ($k = 1 \sim 6; l = 1 \sim N$)는 다음과 같은 경계치 문제(방사문제)의 해로서 구할 수 있다.

$$\nabla^2 \phi_k^l = 0 \quad \text{in } \Omega \tag{2.32}$$

$$\frac{\partial \phi_k^l}{\partial z} - k \phi_k^l = 0 \quad \text{on } S_F \quad (2.33)$$

$$\frac{\partial \phi_i^l}{\partial z} = 0 \quad \text{on } S_B \quad (2.34a)$$

$$\lim_{z \rightarrow -\infty} \text{grad } \phi_k^l = 0 \quad \text{on } S_B \quad (2.34b)$$

$$\frac{\partial \phi_k^l}{\partial n} = n_k^l \quad \text{on } S_H \quad (2.35)$$

$$\lim_{R \rightarrow \infty} \sqrt{R} \left(\frac{\partial \phi_k^l}{\partial R} - i k \phi_k^l \right) = 0 \quad \text{on } S_R \quad (2.36)$$

식(2.35)의 n_k^l 는 외각요소 l 의 운동기준점을 중심으로 각 축에 평행한 단위속도 운동에 의한 부체표면에서의 운동 속도의 법선방향성분($k = 1 \sim 3$) 및 각 축 둘레의 단위 각속도 운동에 의한 부체표면에서의 운동속도의 법선방향성분($k = 4 \sim 6$)으로 다음과 같다.

$$\begin{aligned} n_1^l &= n_x, \quad n_2^l = n_y, \quad n_3^l = n_z \\ n_4^l &= (y - y_0^l) n_z - (z - z_0^l) n_y \\ n_5^l &= (z - z_0^l) n_x - (x - x_0^l) n_z \\ n_6^l &= (x - x_0^l) n_y - (y - y_0^l) n_x \end{aligned} \quad (2.37)$$

여기서, (x_0^l, y_0^l, z_0^l) 은 기준좌표계에 대한 외각요소 l 의 운동기준점의 좌표이다.

외각요소 l 에 작용하는 동유체력 및 모멘트는 속도(각속도)에 비례하는 힘(모멘트)과 가속도(각가속도)에 비례하는 힘(모멘트)으로 분리할 수 있고, 속도 및 각속도에 비례하는 힘과 모멘트를 각각 $\{F_N^l\}, \{M_N^l\}$ 라 하고, 가속도 및 각가속도에 비례하는 힘과 모멘트를 각각 $\{F_A^l\}, \{M_A^l\}$ 라 하면, 다음과 같이 구해진다.

$$\begin{Bmatrix} \{F_N^{Rl}\} \\ \{M_N^{Rl}\} \end{Bmatrix} = - [\nu_{jk}^l] \begin{Bmatrix} \{\dot{\eta}_t^l\} \\ \{\dot{\eta}_r^l\} \end{Bmatrix}, (j, k = 1 \sim 6) \quad (2.38)$$

$$\begin{Bmatrix} \{F_A^{Rl}\} \\ \{M_A^{Rl}\} \end{Bmatrix} = - [\mu_{jk}^l] \begin{Bmatrix} \{\ddot{\eta}_t^l\} \\ \{\ddot{\eta}_r^l\} \end{Bmatrix}, (j, k = 1 \sim 6) \quad (2.39)$$

여기서,

$$\phi_i^l = \phi_{ic}^l + i \phi_{is}^l \quad (2.40)$$

로 두면, μ_{ki}^l 와 ν_{ki}^l 는 다음과 같다.

$$\mu_{ki}^l = -\rho \iint_{S_{II}^l} \phi_{ic}^l n_k^l ds$$

$$\nu_{ki}^l = -\rho\omega \iint_{S_H^l} \phi_{is}^l n_k^l ds \quad (2.41)$$

여기서, μ_{jk}^l 과 ν_{jk}^l 은 각각 외각요소 l 에 대하여 k 방향의 운동에 의한 j 방향에의 부가질량 및 감쇠계수이고, S_H^l 는 외각요소 l 의 침수표면적이다. $[\mu_{jk}^l]$, $[\nu_{jk}^l]$ 는 기준좌표계에 대한 외각요소 l 의 부가질량 행렬, 조파감쇠 행렬이다.

2.2.3 파강제력과 모멘트

반침수상태의 외각요소에 있어서의 압력적분 영역의 상한을 평균수면상으로 한다. 외각요소 l 의 입사파 속도포텐셜 $\phi_I^l e^{-i\omega t}$ 는 다음과 같다.

$$\phi_I^l = \phi_I \quad (2.42)$$

입사파포텐셜 ϕ_I^l 는 단독으로 지배방정식인 라플라스방정식과 자유표면 및 해저면에 있어서 경계조건을 만족하고 있다.

유한 수심의 경우에는

$$\phi_I = \frac{g\zeta_a}{i\omega_0} \frac{\cosh k_0(z+h)}{\cosh k_0 h} e^{ik_0(x\cos\beta + y\sin\beta)} \quad (2.43a)$$

이고, 무한 수심의 경우에는

$$\phi_I = \frac{g\zeta_a}{i\omega_0} e^{k_0 z} e^{ik_0(x\cos\beta + y\sin\beta)} \quad (2.43b)$$

이다. 여기서, ζ_a 는 평면 입사파의 진폭, g 는 중력 가속도, h 는 수심, k_0 는 파수이다. 또, 파수 k_0 는, 유한 수심의 경우에는

$$k_0 \tanh k_0 h = \frac{\omega^2}{g} \quad (2.44a)$$

의 양의 실근이고, 무한수심의 경우에는

$$k_0 = \frac{\omega^2}{g} \quad (2.44b)$$

이다.

외각요소 l 에 작용하는 기준좌표계에 대한 입사파에 의한 파강제력과 모멘트는 다음과 같다.

$$\begin{Bmatrix} \{F^{ll}\} \\ \{M^{ll}\} \end{Bmatrix} = Re \left\{ \{F_j^{ll}\} e^{-i\omega t} \right\} \quad (2.45)$$

여기서, $\{F_j^{ll}\}$ 는 평면 입사파에 의한 파강제력의 복소진폭 벡터이며, 다음과 같

다.

$$\{F_j^{ll}\} = -i\rho\omega \iint_{S_H^l} \phi_I^l n_j^l ds \quad , \quad (j = 1 \sim 6) \quad (2.46)$$

여기서, n_j^l ($j = 1 \sim 6$) 는 일반화 방향여현이며, 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} n_1^l &= n_x, \quad n_2^l = n_y, \quad n_3^l = n_z \\ n_4^l &= (y^l - y_0^l) n_z - (z^l - z_0^l) n_y \\ n_5^l &= (z^l - z_0^l) n_x - (x^l - x_0^l) n_z \\ n_6^l &= (x^l - x_0^l) n_y - (y^l - y_0^l) n_x \end{aligned} \quad (2.47)$$

여기서, n_x, n_y, n_z 는 각각 부유식 해양구조물의 침수 표면상의 단위 법선벡터의 x, y, z 성분이다. 또, (x_0^l, y_0^l, z_0^l) 는 기준 좌표계에 대한 외각요소 l 의 운동 기준점의 좌표이다.

산란포텐셜 $\phi_D e^{-i\omega t}$ 는 다음과 같은 경계치 문제 (산란문제)의 해로서 구해진다.

$$\nabla^2 \phi_D = 0 \quad \text{in } \Omega \quad (2.48)$$

$$\frac{\partial \phi_D}{\partial z} - k\phi_D = 0 \quad \text{on } S_F \quad (2.49)$$

$$\frac{\partial \phi_D}{\partial z} = 0 \quad \text{on } S_B \quad (2.50a)$$

$$\lim_{Z \rightarrow -\infty} \text{grad } \phi_D = 0 \quad \text{on } S_B \quad (2.50b)$$

$$\frac{\partial \phi_D}{\partial n} = - \frac{\partial \phi_I}{\partial n} \quad \text{on } S_H \quad (2.51)$$

$$\lim_{R \rightarrow \infty} \sqrt{R} \left(\frac{\partial \phi_D}{\partial R} - i k \phi_D \right) = 0 \quad \text{on } S_R \quad (2.52)$$

식(2.50a)는 유한수심의 경우이고, 식(2.50b)는 무한수심의 경우이다.

윗 식을 만족하는 산란포텐셜 ϕ_D 가 구해지면, 외각요소 l 의 산란포텐셜 ϕ_D^l 는 다음과 같다.

$$\phi_D^l = \phi_D \quad (2.53)$$

외각요소 l 에 작용하는 기준좌표계에 대한 산란파에 의한 파강제력과 모멘트는 다음과 같다.

$$\left\{ \begin{array}{l} \{F_j^{Dl}\} \\ \{M^{Dl}\} \end{array} \right\} = \text{Re} \left\{ \{F_j^{Dl}\} e^{-i\omega t} \right\}, \quad (j = 1 \sim 6) \quad (2.54)$$

여기서, $\{F_j^{Dl}\}$ 는 산란파에 의한 파강제력의 복소진폭 벡터이며, 다음과 같다.

$$\{F_j^{Dl}\} = -i\rho\omega \iint_{S_H^l} \phi_D^l n_j^l ds, \quad (j = 1 \sim 6) \quad (2.55)$$

그러므로, 외각요소 l 의 절점에 작용하는 파강제력 벡터는 다음과 같이 구해진다.

$$\{F_j^{Wl}\} = \{F_j^{ll}\} + \{F_j^{Dl}\}, (j = 1 \sim 6) \quad (2.56)$$

2.3 보요소의 질량 및 강성행렬에 기인하는 절점력

2.3.1 좌표변환

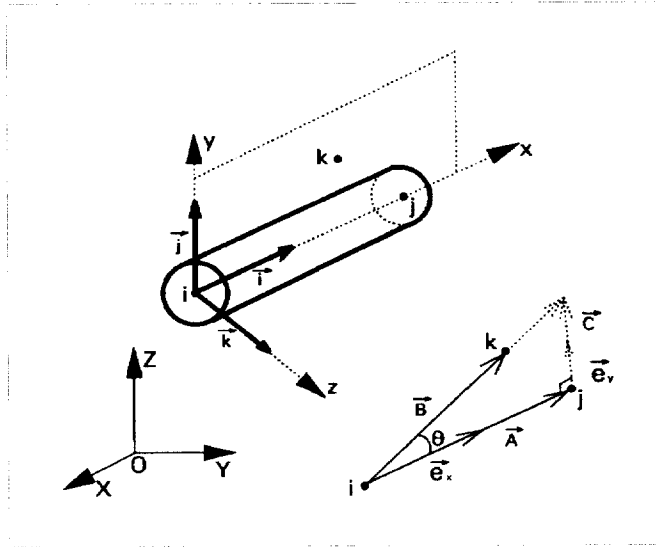


Fig.2.4 Global coordinate and Local coordinate

보요소의 국소좌표계를 기준으로한 변위벡터 혹은 힘벡터는 전체좌표계를 기준으로한 변위벡터 또는 힘의 벡터로 변환시켜야 하므로 변환행렬을 구할 필요가 있다. 즉,

$$\{\eta\}^e = [R]\{\eta\}^{g,e} \quad ; \quad \{\eta\}^{g,e} = [R]^T\{\eta\}^e \quad (2.57)$$

$$\{F\}^e = [R]\{F\}^{g,e} \quad ; \quad \{F\}^{g,e} = [R]^T\{F\}^e \quad (2.58)$$

인 관계를 갖는 변환행렬 $[R]$ 을 구할 필요가 있다. 여기서, $\{\eta\}^e$ 및 $\{F\}^e$ 는 국소좌표계를 기준으로한 보요소의 변위 벡터 및 힘벡터이고, $\{\eta\}^{g,e}$ 및 $\{F\}^{g,e}$ 는 전체좌표계를 기준으로한 변위벡터 및 힘벡터이다. 이것을 구체적으로 표현하면

다음과 같다.

$$\{\eta\}^c = \begin{Bmatrix} u_i \\ v_i \\ w_i \\ \theta_{xi} \\ \theta_{yi} \\ \theta_{zi} \\ u_j \\ v_j \\ w_j \\ \theta_{xj} \\ \theta_{yj} \\ \theta_{zj} \end{Bmatrix}, \quad \{\eta\}^{g,e} = \begin{Bmatrix} u_i^g \\ v_i^g \\ w_i^g \\ \theta_{Xi} \\ \theta_{Yi} \\ \theta_{Zi} \\ u_j^g \\ v_j^g \\ w_j^g \\ \theta_{Xj} \\ \theta_{Yj} \\ \theta_{Zj} \end{Bmatrix}, \quad \{F\}^e = \begin{Bmatrix} F_\xi \\ F_{yi} \\ F_{zi} \\ M_\xi \\ M_{yi} \\ M_{zi} \\ F_{xj} \\ F_{yj} \\ F_{zj} \\ M_{xj} \\ M_{yj} \\ M_{zj} \end{Bmatrix}, \quad \{F\}^{g,e} = \begin{Bmatrix} F_\Xi \\ F_{Yi} \\ F_{Zi} \\ M_\Xi \\ M_{Yi} \\ M_{Zi} \\ F_{Xj} \\ F_{Yj} \\ F_{Zj} \\ M_{Xj} \\ M_{Yj} \\ M_{Zj} \end{Bmatrix} \quad (2.59)$$

일반적인 3차원상의 변환행렬을 구하기 위해서는, xy 평면내의 임의의 점(k 절점) 을 지정해 줄 필요가 있다. Fig.2.4를 참조하면, x 축 방향의 단위벡터 $\vec{e}_x$ 는 다음과 같이 구해진다.

$$\vec{e}_x = \frac{\vec{A}}{|\vec{A}|} = \frac{x_j - x_i}{l} \vec{i} + \frac{y_j - y_i}{l} \vec{j} + \frac{z_j - z_i}{l} \vec{k} \quad (2.60)$$

또, 다음의 관계가 성립한다.

$$\vec{A} + \vec{C} = \frac{|\vec{A}|}{\cos\theta} \frac{\vec{B}}{|\vec{B}|} \quad (2.61)$$

$$\vec{C} = \frac{|\vec{A}|^2}{\vec{A} \cdot \vec{B}} \vec{B} - \vec{A} \quad (2.62)$$

$$(\vec{A} \cdot \vec{B}) \vec{C} = |\vec{A}|^2 \vec{B} - (\vec{A} \cdot \vec{B}) \vec{A} \quad (2.63)$$

$$\begin{aligned} (\vec{A} \cdot \vec{B}) \vec{C} &= \{(x_j - x_i)^2 + (y_j - y_i)^2 + (z_j - z_i)^2\} \\ &\quad \times \{(x_k - x_i)\vec{i} + (y_k - y_i)\vec{j} + (z_k - z_i)\vec{k}\} - \{(x_j - x_i)(x_k - x_i) \\ &\quad + (y_j - y_i)(y_k - y_i) + (z_j - z_i)(z_k - z_i)\} \{(x_j - x_i)\vec{i} \\ &\quad + (y_j - y_i)\vec{j} + (z_j - z_i)\vec{k}\} \\ &= [\{(x_j - x_i)^2 + (y_j - y_i)^2 + (z_j - z_i)^2\}(x_k - x_i) \\ &\quad - \{(x_j - x_i)(x_k - x_i) + (y_j - y_i)(y_k - y_i) + (z_j - z_i)(z_k - z_i)\}(x_j - x_i)]\vec{i} \\ &\quad + [\{(x_j - x_i)^2 + (y_j - y_i)^2 + (z_j - z_i)^2\}(y_k - y_i) \\ &\quad - \{(x_j - x_i)(x_k - x_i) + (y_j - y_i)(y_k - y_i) + (z_j - z_i)(z_k - z_i)\}(y_j - y_i)]\vec{j} \\ &\quad + [\{(x_j - x_i)^2 + (y_j - y_i)^2 + (z_j - z_i)^2\}(z_k - z_i) - \{(x_j - x_i)(x_k - x_i) \\ &\quad + (y_j - y_i)(y_k - y_i) + (z_j - z_i)(z_k - z_i)\}(z_j - z_i)]\vec{k} \end{aligned} \quad (2.64)$$

따라서, y 축 방향의 단위벡터 $\vec{e}_y$ 는 다음과 같이 구해진다.

$$\vec{e}_y = \frac{(\vec{A} \cdot \vec{B}) \vec{C}}{|\vec{A} \cdot \vec{B}) \vec{C}|} \quad (2.65)$$

그러므로 z 축 방향의 단위벡터 $\vec{e}_z$ 는 다음과 같다.

$$\vec{e}_z = \vec{e}_x \times \vec{e}_y \quad (2.66)$$

여기서,

$$\begin{aligned} \vec{e}_x &= e_{x1} \vec{i} + e_{x2} \vec{j} + e_{x3} \vec{k} \\ \vec{e}_y &= e_{y1} \vec{i} + e_{y2} \vec{j} + e_{y3} \vec{k} \\ \vec{e}_z &= e_{z1} \vec{i} + e_{z2} \vec{j} + e_{z3} \vec{k} \end{aligned} \quad (2.67)$$

로 두면, 식 (2.65)은 다음과 같다.

$$\vec{e}_z = \begin{Bmatrix} \vec{e}_{z1} \\ \vec{e}_{z2} \\ \vec{e}_{z3} \end{Bmatrix} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ e_{x1} & e_{x2} & e_{x3} \\ e_{y1} & e_{y2} & e_{y3} \end{vmatrix} = \begin{Bmatrix} e_{x2} e_{y3} - e_{x3} e_{y2} \\ e_{x3} e_{y1} - e_{x1} e_{y3} \\ e_{x1} e_{y2} - e_{x2} e_{y1} \end{Bmatrix} \quad (2.68)$$

따라서,

$$[R] = \begin{bmatrix} [\lambda] [0] [0] [0] \\ [0] [\lambda] [0] [0] \\ [0] [0] [\lambda] [0] \\ [0] [0] [0] [\lambda] \end{bmatrix} \quad (2.69)$$

로 두면, $[\lambda]$ 는 다음과 같다.

$$[\lambda] = \begin{bmatrix} e_{x1} & e_{x2} & e_{x3} \\ e_{y1} & e_{y2} & e_{y3} \\ e_{z1} & e_{z2} & e_{z3} \end{bmatrix} \quad (2.70)$$

요소에 대한 다음의 운동방정식이 성립하다.

$$[M_S]^e \{ \ddot{\eta} \}^e + [K_S]^e \{ \eta \}^e = \{ F \}^e \quad (2.71)$$

식 (2.57), (2.58)을 식 (2.71)에 대입하면 다음과 같다.

$$[M_S]^e [R] \{ \ddot{\eta} \}^{g,e} + [K_S]^e [R] \{ \eta \}^{g,e} = [R] \{ F \}^{g,e} \quad (2.59)$$

$[R]^{-1} = [R]^T$ 이므로, 식 (2.59)의 양변을 $[R]^T$ 로 각 항의 앞에 곱하면,

$$[R]^T [M_S]^e [R] \{ \ddot{\eta} \}^{g,e} + [R]^T [K_S]^e [R] \{ \eta \}^{g,e} = \{ F \}^{g,e} \quad (2.60)$$

그러므로 다음의 관계가 성립한다.

$$[M_S]^{g,e} = [R]^T [M_S]^e [R] \quad (2.61)$$

$$[K_S]^{g,e} = [R]^T [K_S]^e [R] \quad (2.62)$$

식 (2.61)과 식 (2.62)을 이용하는 것에 의해 전체좌표계에 기준을 둔 요소 질량행렬 $[M_S]^{g,e}$ 및 요소강성행렬 $[K_S]^{g,e}$ 가 구해지면, 이들의 각 요소행렬을 중첩하는 것에 의해 전체질량행렬 $[M_S]$ 및 전체강성행렬 $[K_S]$ 가 구해진다. 국소좌표계에 기준을 둔 요소질량행렬 $[M_S]^e$ 와 요소강성행렬 $[K_S]^e$ 에 대해서는 다음 절에 설명한다.

2.3.2 요소강성행렬 및 요소질량행렬

Fig.2.5과 같은 절점 i 와 j 사이의 요소에 대한 국소좌표계 (x, y, z) 및 그 자유도 $\{u_i, v_i, w_i, \theta_{xi}, \theta_{yi}, \theta_{zi}, u_j, v_j, w_j, \theta_{xj}, \theta_{yj}, \theta_{zj}\}$ 를 갖는 보의 요소 강성행렬 및 요소 질량행렬은 전단변형 및 회전관성을 각각 고려하면 다음과 같다.

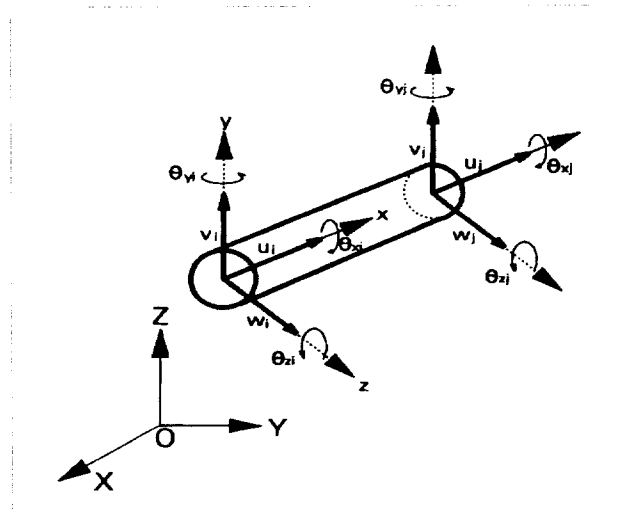


Fig.2.5 Local coordinate and Beam element

•요소 강성행렬

$$[K_S]^e = \begin{bmatrix} [K_{11}] & [K_{12}] \\ [K_{21}] & [K_{22}] \end{bmatrix} \quad (2.63)$$

여기서,

$$[K_{11}] = \begin{bmatrix} \frac{EA}{l} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{12EI_z}{(1+\Phi_y)l^3} & 0 & 0 & 0 & \frac{6EI_z}{(1+\Phi_y)l^2} \\ 0 & 0 & \frac{12EI_y}{(1+\Phi_z)l^3} & 0 & \frac{-6EI_y}{(1+\Phi_z)l^2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{GJ}{l} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{-6EI_y}{(1+\Phi_z)l^2} & 0 & \frac{(4+\Phi_z)EI_y}{(1+\Phi_z)l} & 0 \\ 0 & \frac{6EI_z}{(1+\Phi_y)l^2} & 0 & 0 & 0 & \frac{(4+\Phi_y)EI_z}{(1+\Phi_y)l} \end{bmatrix}$$

$$[K_{12}] = \begin{bmatrix} -\frac{EA}{l} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{-12EI_z}{(1+\Phi_y)l^3} & 0 & 0 & 0 & \frac{6EI_z}{(1+\Phi_y)l^2} \\ 0 & 0 & \frac{-12EI_y}{(1+\Phi_z)l^3} & 0 & \frac{-6EI_y}{(1+\Phi_z)l^2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{-GJ}{l} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{6EI_y}{(1+\Phi_z)l^2} & 0 & \frac{(2-\Phi_z)EI_y}{(1+\Phi_z)l} & 0 \\ 0 & \frac{-EI_z}{(1+\Phi_y)l^2} & 0 & 0 & 0 & \frac{(2-\Phi_y)EI_z}{(1+\Phi_y)l} \end{bmatrix}$$

$$[K_{21}] = \begin{bmatrix} \frac{-EA}{l} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{-12EI_z}{(1+\Phi_y)l^3} & 0 & 0 & 0 & \frac{-6EI_z}{(1+\Phi_y)l^2} \\ 0 & 0 & \frac{-12EI_y}{(1+\Phi_z)l^3} & 0 & \frac{6EI_y}{(1+\Phi_z)l^2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{-GJ}{l} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{-6EI_y}{(1+\Phi_z)l^2} & 0 & \frac{(2-\Phi_z)EI_y}{(1+\Phi_z)l} & 0 \\ 0 & \frac{6EI_z}{(1+\Phi_y)l^2} & 0 & 0 & 0 & \frac{(2-\Phi_y)EI_z}{(1+\Phi_y)l} \end{bmatrix}$$

$$[K_{22}] = \begin{bmatrix} \frac{EA}{l} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{12EI_z}{(1+\Phi_y)l^3} & 0 & 0 & 0 & \frac{-6EI_z}{(1+\Phi_y)l^2} \\ 0 & 0 & \frac{12EI_y}{(1+\Phi_z)l^3} & 0 & \frac{6EI_y}{(1+\Phi_z)l^2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{GJ}{l} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{6EI_y}{(1+\Phi_z)l^2} & 0 & \frac{(4+\Phi_z)EI_y}{(1+\Phi_z)l} & 0 \\ 0 & \frac{-6EI_z}{(1+\Phi_y)l^2} & 0 & 0 & 0 & \frac{(4+\Phi_y)EI_z}{(1+\Phi_y)l} \end{bmatrix}$$

•요소 질량행렬

$$[M_S]^e = \rho A l \begin{bmatrix} [M_{11}] & [M_{12}] \\ [M_{21}] & [M_{22}] \end{bmatrix} \quad (2.64)$$

여기서,

$$[M_{11}] = \begin{bmatrix} \frac{1}{3} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{13}{35} + \frac{6I_z}{5Al^2} & 0 & 0 & 0 & \frac{11l}{210} + \frac{I_z}{10Al} \\ 0 & 0 & \frac{13}{35} + \frac{6I_y}{5Al^2} & 0 & -\frac{11l}{210} - \frac{I_y}{10Al} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{J}{3A} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{11l}{210} - \frac{I_y}{10Al} & 0 & \frac{l^2}{105} + \frac{2I_y}{15A} & 0 \\ 0 & \frac{11l}{210} + \frac{I_z}{10Al} & 0 & 0 & 0 & \frac{l^2}{105} + \frac{2I_z}{15A} \end{bmatrix}$$

$$[M_{12}] = \begin{bmatrix} \frac{1}{6} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{9}{70} - \frac{6I_z}{5Al^2} & 0 & 0 & 0 & -\frac{13l}{420} + \frac{I_z}{10Al} \\ 0 & 0 & \frac{9}{70} - \frac{6I_y}{5Al^2} & 0 & \frac{13l}{420} - \frac{I_z}{10Al} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{J}{6A} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{13l}{420} - \frac{I_y}{10Al} & 0 & -\frac{l^2}{140} + \frac{I_y}{30A} & 0 \\ 0 & \frac{13l}{420} - \frac{I_z}{10Al} & 0 & 0 & 0 & -\frac{l^2}{140} - \frac{I_z}{30A} \end{bmatrix}$$

$$[M_{21}] = \begin{bmatrix} \frac{1}{6} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{9}{70} - \frac{6I_z}{5Al^2} & 0 & 0 & 0 & \frac{13l}{420} - \frac{I_z}{10Al} \\ 0 & 0 & \frac{9}{70} - \frac{6I_y}{5Al^2} & 0 & -\frac{13l}{420} - \frac{I_z}{10Al} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{J}{6A} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{13l}{420} - \frac{I_y}{10Al} & 0 & -\frac{l^2}{140} + \frac{I_y}{30A} & 0 \\ 0 & -\frac{13l}{420} + \frac{I_z}{10Al} & 0 & 0 & 0 & -\frac{l^2}{140} - \frac{I_z}{30A} \end{bmatrix}$$

$$[M_{22}] = \begin{bmatrix} \frac{1}{3} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{13}{35} + \frac{6I_z}{5Al^2} & 0 & 0 & 0 & -\frac{11l}{210} - \frac{I_z}{10Al} \\ 0 & 0 & \frac{13}{35} + \frac{6I_y}{5Al^2} & 0 & \frac{11l}{210} + \frac{I_y}{10Al} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{J}{3A} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{11l}{210} + \frac{I_y}{10Al} & 0 & \frac{l^2}{105} + \frac{2I_y}{15A} & 0 \\ 0 & -\frac{11l}{210} - \frac{I_z}{10Al} & 0 & 0 & 0 & \frac{l^2}{105} + \frac{2I_z}{15A} \end{bmatrix}$$

식 (2.63)와 (2.64)에서, E, G 는 각각 보요소의 종탄성계수, 전단탄성계수이고, l 은 보요소의 길이이다. 또, I_y 와 I_z 는 각각 Y 축 및 Z 축에 관한 단면 2차 모멘트이고, J 는 비틀림 계수이다.

A 및 ρ 는 각각 보요소의 단면적 및 밀도이고, Φ_y 와 Φ_z 는 각각 다음과 같다.

$$\Phi_y = \frac{12EI_z}{GA_{sy}l^2} \quad (2.65)$$

$$\Phi_z = \frac{12EI_y}{GA_{sz}l^2} \quad (2.66)$$

여기서, A_{sy} 와 A_{sz} 는 각각 y , z 방향의 전단력이 작용할 때의 유효단면적이다.

2.4 운동 방정식

이상과 같이해서 얻어지는 각 절점에서 평가한 힘과 모우먼트는 변위, 속도, 가속도의 미지량을 포함하기 때문에, 구조전체의 변위벡터를 $\{\eta\}$ 라 하고, 각 절점에 작용하는 힘과 모우먼트를 더해줌으로써 구조전체에 대한 다음과 같은 운동방정식을 얻을 수 있다.

$$([M_S] + [\mu])\{\ddot{\eta}\} + ([C_S] + [\nu])\{\dot{\eta}\} + ([K_S] + [K_P])\{\eta\} = \{F_w\} \quad (2.67)$$

여기서, $[M_S]$: 전체 질량행렬

$[\mu]$: 유체에 의한 전체 부가질량 행렬

$[C_S]$: 전체 구조감쇠 행렬

$[\nu]$: 전체 조파 감쇠행렬

$[K_S]$: 전체 구조 강성행렬

$[K_P]$: 정수압 및 중력에 의한 복원력행렬

$$\{\eta\} = \begin{Bmatrix} \{\eta^1\} \\ \{\eta^2\} \\ \vdots \\ \{\eta^N\} \end{Bmatrix} : \text{구조전체의 변위 벡터}$$

$\{F_w\}$: 파강제력 벡터

구조감쇠 행렬은 다음과 같이 *Rayleigh* 감쇠를 이용하기로 한다.

$$[C_S] = a[M_S] + b[K_S] \quad (2.68)$$

여기서, a, b 는 비례상수이다.

각각의 평형위치에 대한 응답이 미소진폭의 조화진동이기 때문에 식(2.68)은 다음과 같은 운동방정식으로 표현된다.

$$[-\omega^2([M_S] + [\mu]) - i\omega([C_S] + [\nu] + [\nu^V]) + ([K_S] + [K_P])] \{\eta\} = \{F^W\} \quad (2.69)$$

식(2.69)의 연립방정식을 푸는 것에 의해, 절점 변위 벡터 $\{\eta\}$ 가 구해진다. 절점 변위 벡터가 구해지면 외각요소 l 의 침수표면상의 임의의 점 (x^l, y^l, z^l) 에 있어서의 변동압력은 다음과 같이 구해진다.

$$p^l = \left[i\rho\omega_o\phi_I^l + i\rho\omega \left\{ \phi_D^l + \sum_{k=1}^6 -i\omega\eta_k^l\phi_k^l \right\} + \rho U \left\{ \frac{\partial\phi_D^l}{\partial x} + \sum_{k=1}^6 -i\omega\eta_k^l \frac{\partial\phi_k^l}{\partial x} \right\} - \rho g \left\{ \eta_3^l + (y^l - y_0^l)\eta_4^l - (x^l - x_0^l)\eta_5^l \right\} \right] e^{-i\omega t} \quad (2.70)$$

여기서, $\phi_I^l, \phi_D^l, \phi_k^l$ 은 각각 침수표면상의 임의의 점 (x^l, y^l, z^l) 에서의 입사, 산란, 방사 포텐셜이다. (x_0^l, y_0^l, z_0^l) 은 외각요소 l 의 절점 좌표이고, η_k^l 은 그 절점 변위이다.

2.5 동적응답 해석에 대한 수치계산 결과 및 고찰

초대형 부유식 해양구조물의 탄성 거동에 의해 발생하는 방사유체력을 고려한 본 탄성응답 해석법의 타당성을 검증하기 위하여 Fig.2.6과 같은 초대형 부유식 해양구조물에 대한 Yago 등의 실험치 및 천홀수 이론을 이용한 계산치와 비교·검토하였다. Yago 실험모델에 대한 주요목은 Table 1과 같고, Yago 실험에 사용된 수직변위계측기 및 굽힘변형스트레인의 배치위치는 Fig.2.7과 같다. 모형의 재료에 대해서는 Fig.2.8와 같이 상부는 굽힘강성을 갖는 알루미늄판을 배치하고, 그 하부는 발포폴리에틸렌 (비중 0.027, 흡수율 $0.002 \text{ g}_f/\text{cm}^3$)의 부력재를 부착시켰다. 계산모델은 Fig. 2.8과 같이 전체모델을 길이방향으로 21개(21×1)의 외각요소로 분할하였다. 파입사각은 Yago의 실험치와 비교하기 위하여 180° 로 하였으며 수심은 190cm 이다.

상부구조는 Fig.2.1과 같이 직선보요소로 근사하였고, 모델의 강성의 불균일성을 무시하여 종탄성계수는 $1.716860 \times 10^5 \text{ kgf}/\text{cm}^2$ 으로 전 구조물에 대해 균일한 것으로 하고 요소의 비틀림 계수는 98.7450408 cm^4 로 하였다. 포와송비는 0.345로 하고, 보요소의 재료의 밀도는 $5.264047 \times 10^{-6} \text{ kgf} \cdot \text{sec}^2/\text{cm}^4$ 으로 하였고, 구조감쇠는 Rayleigh감쇠로 전체질량행렬에 비례하는 구조감쇠의 비례상수 a 는 0.0으로 하였고, 전체강성행렬에 비례하는 구조감쇠의 비례상수 b 는 0.01로 하였다. 스칼라 스프링 요소 및 스칼라 감쇠요소는 없는 것으로 한다. Fig.2.1에서 흑점은 절점을 나타내고 굵은 실선은 보요소를 나타낸다. 절점번호 0~20에서 구조물의 수직방향(Heave)의 절점 변위 응답을 출력하였고, 요소부재번호 ①~㉑에서 구조물의 수직굽힘모멘트의 응답을 출력하였다. 절점번호 3, 17에서는 돌핀계류를 시켜서 y 방향의 병진운동만을 구속시키고, 절점번호 20에서는 x 방향의 병진운동만을 구속하였다. 또한 좌표계 XYZ 는 전체좌표계로서 지지부체의 위치, 상부구조의 절점좌표 및 지지부체의 취부절점 이외의 절점의 경계조건, 절점변위 및 절점

반력은 이 좌표계를 이용한다. 좌표계 xyz 는 탄성회전운동을 고려한 방사유체력을 구하기 위한 외각요소의 운동기준점에 대한 국소좌표계이다.

2.5.1 수직 변위진폭 응답

Fig. 2.9 및 Fig. 2.10에 나타나는 단점선은 탄성 회전운동에 의한 방사유체력을 무시하고 강체 회전운동에 의한 방사 유체력만을 고려한 경우(Rigid Rotation)의 수치계산결과를 나타내고, 실선은 탄성 회전운동에 의한 방사 유체력을 고려한 경우(Elastic Rotation)의 본 수치계산결과를 나타낸다. 원표(○)는 Yago의 천홀수 이론을 이용한 압력분포법을 사용한 계산결과를 나타내고, 흑점(●)은 Yago에 의한 실험결과를 나타낸다. 그리고 수평방향은 종방향(X 축방향)으로 한다.

Fig.2.9(a)~Fig.2.9(i)는 $WL/L=1.0$ (WL 은 무한수심에서의 입사파의 파장)에서 0.1까지 0.1씩 감소시킨 경우에 대한 수직변위응답(cm/cm)으로 본 계산방법에 의한 결과치와 Yago의 계산치 및 실험치와 비교하고 있다. 가로축은 모델 중앙부를 원점으로 하여 길이방향을 나타내었고, 세로축은 단위진폭 당 수직변위를 나타내고 있다.

Fig.2.9(a)~Fig.2.9(j)에서 강체 회전운동만을 고려한 경우와 탄성 회전운동에 의한 방사 유체력을 고려한 경우 모두 전반적으로 Yago의 이론치 및 실험치와 잘 일치함을 볼 수 있다.

Fig.2.9(a)~Fig.2.9(c)의 구조물 전장 및 전장의 80%이상에 해당되는 장파장(저주파수) 영역의 경우, 강체 회전운동에 의한 방사유체력만을 고려한 경우에는 구조물 내의 응답, 특히 $X/(L/2)=\pm 0.5$ 되는 지점에서 파상측은 다소 크게, 파하측은 다소 작게 응답이 나타나고 있으나 탄성 회전운동에 의한 방사 유체력을 고려한 경우에는 구조물 내부의 응답도 잘 나타내는 것을 볼 수 있다. 이는 파장이 긴 경우 탄성거동에 의한 영향이 크게 나타나게 되고, 이에 의해 내부 응답이 큰 영향을 받는 것을 보여 주고 있다.

Fig.2.9(f)~Fig.2.9(i)의 입사파의 파장이 구조물 전장의 1/2이하가 되는 단파장 (고주파수)영역에서는 강제 회전운동의 방사유체력만을 고려한 경우가 탄성 회전 운동에 의한 방사유체력을 고려한 경우보다 파상측이 다소 과대하게 평가되는 것을 제외하고는 거의 유사한 응답을 나타내고 있다. 이는 파장이 짧아질수록 구조물의 응답이 작기 때문에 탄성거동에 의한 방사유체력의 영향이 작게 나타나기 때문이다.

2.5.2 수직 굽힘 모멘트 진폭 응답

Fig.2.10(a)~Fig.2.10(j)의 가로축은 모델 중앙부를 원점으로 하여 길이방향을 나타내었고, 세로축은 수직굽힘모멘트진폭응답($kgf \cdot cm/cm$)을 나타내고 있다.

수직 굽힘 모멘트 진폭 응답에 있어서도 수직 변위 진폭 응답과 마찬가지로 탄성 회전운동에 의한 방사 유체력을 고려한 경우가 강제 회전운동에 의한 방사 유체력만을 고려한 경우보다 탄성거동을 잘 나타내며 실험치와 잘 일치함을 알 수 있다.

Fig.2.10(a)~Fig.2.10(d)의 Yago의 실험치를 보면 장파장 영역에서는 모델 중심의 전후 1/4부근에서 최대응답이 나타나는 것을 볼 수 있다. 강제 회전운동에 의한 방사 유체력만을 고려한 경우에는 모델 중심의 전 1/4부근에서만 최대응답이 나타나고 이후 응답이 감소해 가지만, 탄성 회전운동에 의한 방사 유체력을 고려한 경우에는 모델 중심의 전후 1/4부근에서 모두 최대응답이 나타나는 탄성응답을 잘 나타내고 있다.

Fig.2.10(e)~Fig.2.10(h)에서는 파상측의 1/2부근에서 최대응답이 나타나고, 파상측 및 중앙부의 응답은 장파장 영역의 경우와는 달리 점진적으로 감소되어 지는 것을 볼 수 있다. 강제 회전운동에 의한 방사 유체력만을 고려한 경우와 탄성 회전운동에 의한 방사 유체력을 고려한 경우 모두 이러한 응답을 잘 나타내고 있다. 하지만, 강제 회전운동에 의한 방사 유체력을 고려한 경우에는 최대응답의

값이 Yago의 실험치보다 다소 과대하게 평가되어지지만, 탄성 회전운동에 의한 방사 유체력을 고려한 경우에는 Yago의 실험치와 아주 잘 일치함을 볼 수 있다. 응답의 최대치의 차이는 Fig.2.10(e)의 $WL/L=0.6$ 에서 Fig.2.10(j)의 $WL/L=0.3$ 의 파장의 길이가 짧아질수록 줄어듦을 볼 수 있다.

특히 Fig.2.10(i)와 Fig.2.10(j)의 $WL/L=0.2$ 및 0.1 에 해당하는 단파장 영역의 경우에는 수직변위 응답과 마찬가지로 파장이 짧아질수록 구조물의 응답 진폭이 작기 때문에 탄성 거동에 의한 방사 유체력에 의한 영향이 거의 나타나지 않음을 볼 수 있다.

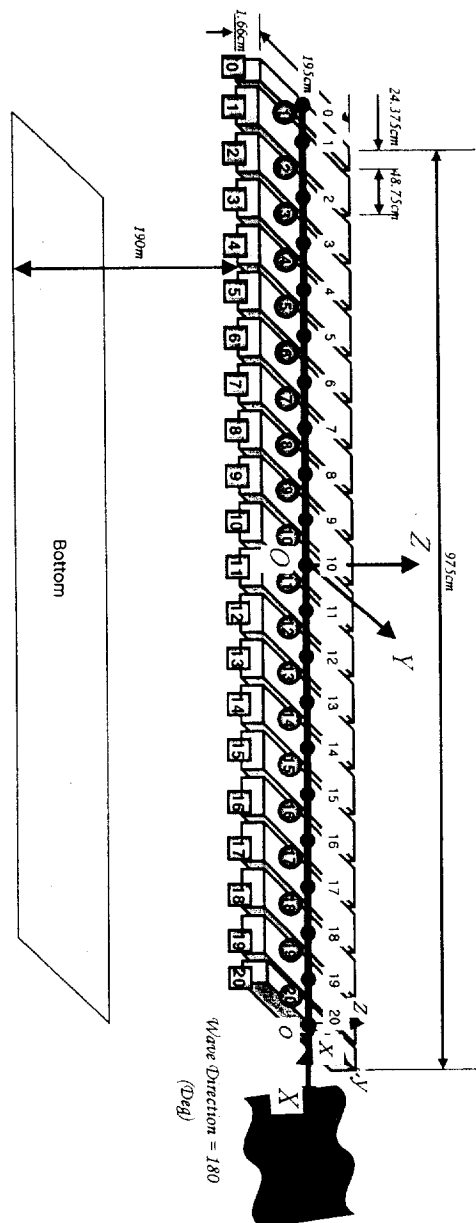


Fig.2.1 Sketch of an arrays of 21 (21 by 1) pontoon floating bodies and the beam elements for the upperstructure

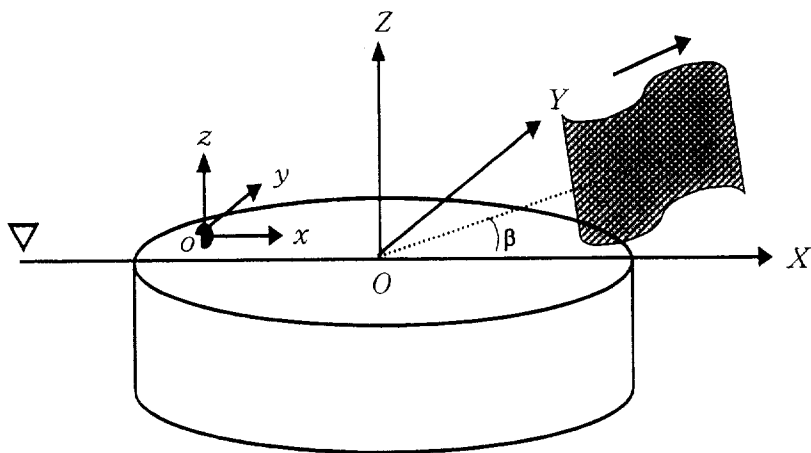


Fig.2.2 Coordinate system

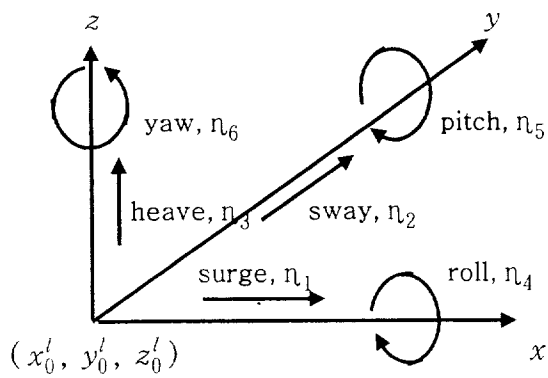


Fig.2.3 Definition of motions

Table 1 Principal particulars of the Yago model

	VL10 [Test Model]	Prototype
Scale Ratio	1/30.77	1/1
Length, L	9.75m	300.0m
Breadth, B	1.95m	60.0m
Depth, D	54.5mm(1.68m)	2.0m
Draft, d	16.6mm	0.5m
Stiffness $EI_{Longi.}(kg \cdot m^2)$	$1.788 \times 10^3(4.93 \times 10^{10})$	4.87×10^{10}
Water Depth	1.9m(58.5m)	8m

() : Values scaled up by 30.77

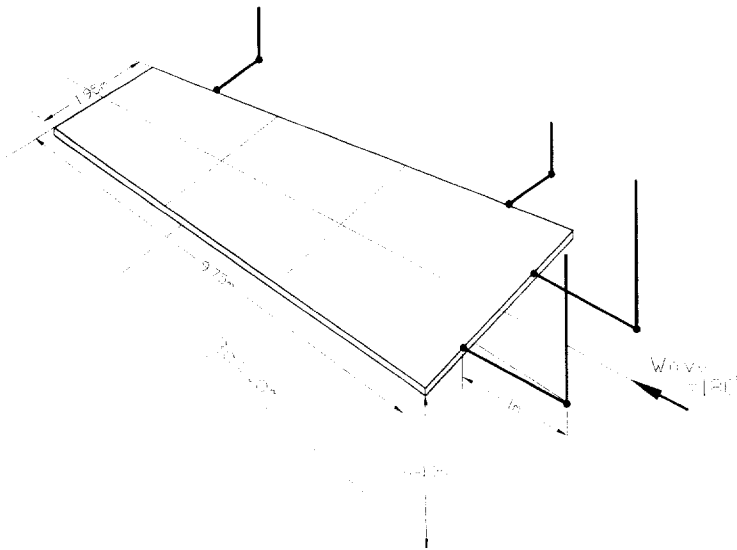
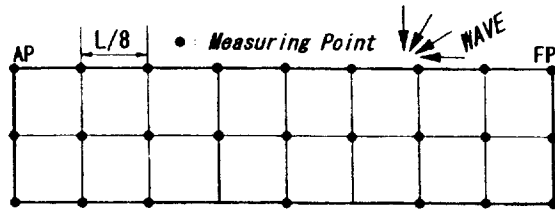
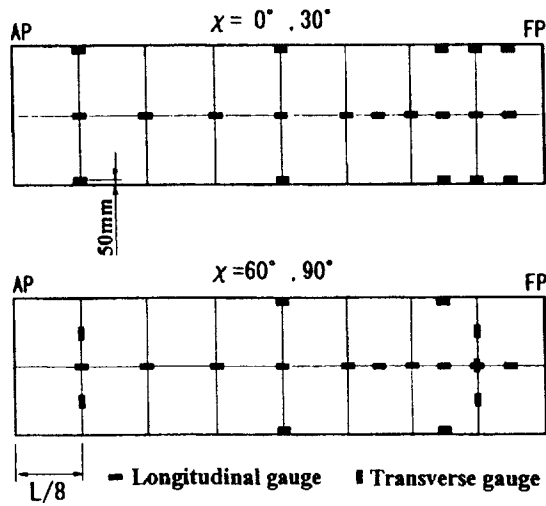


Fig.2.6 Sheme of the experimental setup by Yago



(a) Arrangement of pick-ups for vertical displacement



(b) Arrangement of pick-ups for bending strain by Yago

Fig.2.7 Arrangement of pick-ups for vertical displacement and bending strain by Yago

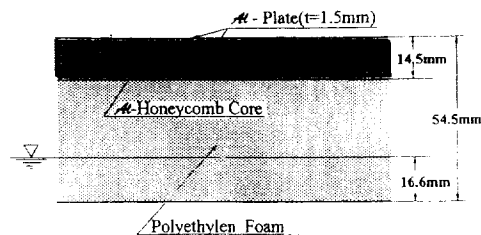
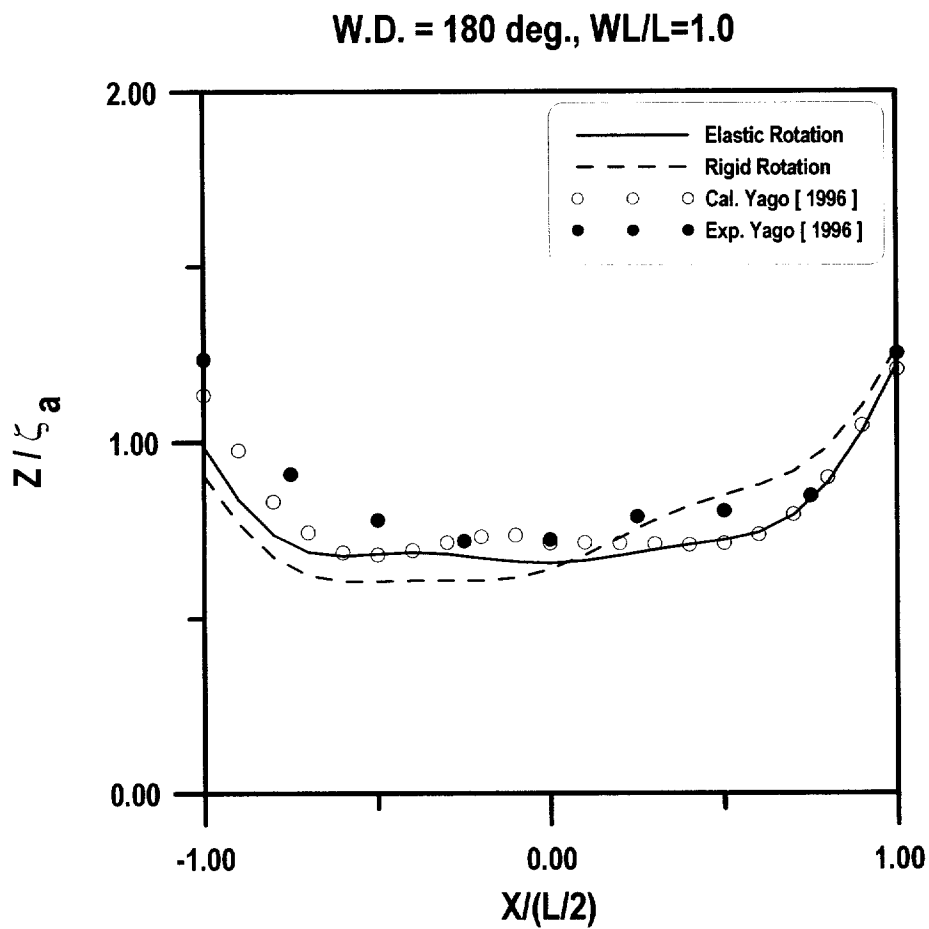
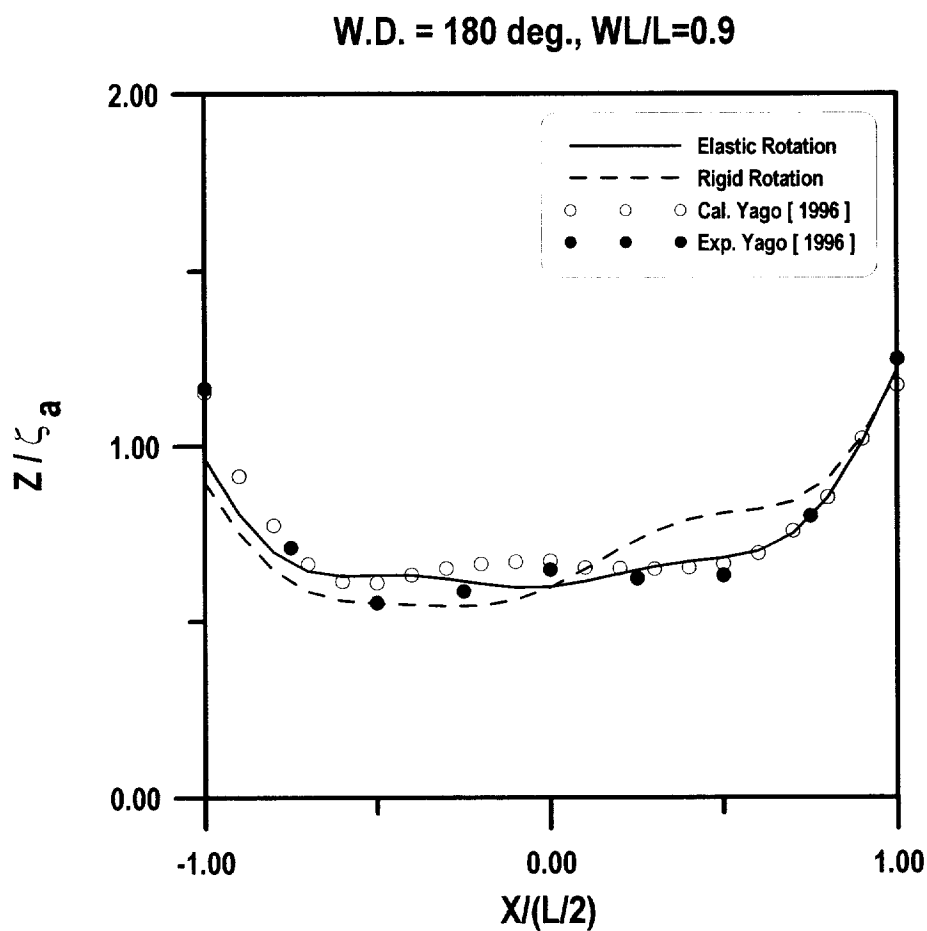


Fig.2.8 Cross section of the model



(a) at $WL/L=1.0$

Fig.2.9 Longitudinal distributions of vertical displacement amplitude at $\beta = 180^\circ$



(b) at $WL/L=0.9$

Fig.2.9 Longitudinal distributions of vertical displacement amplitude at $\beta = 180^\circ$

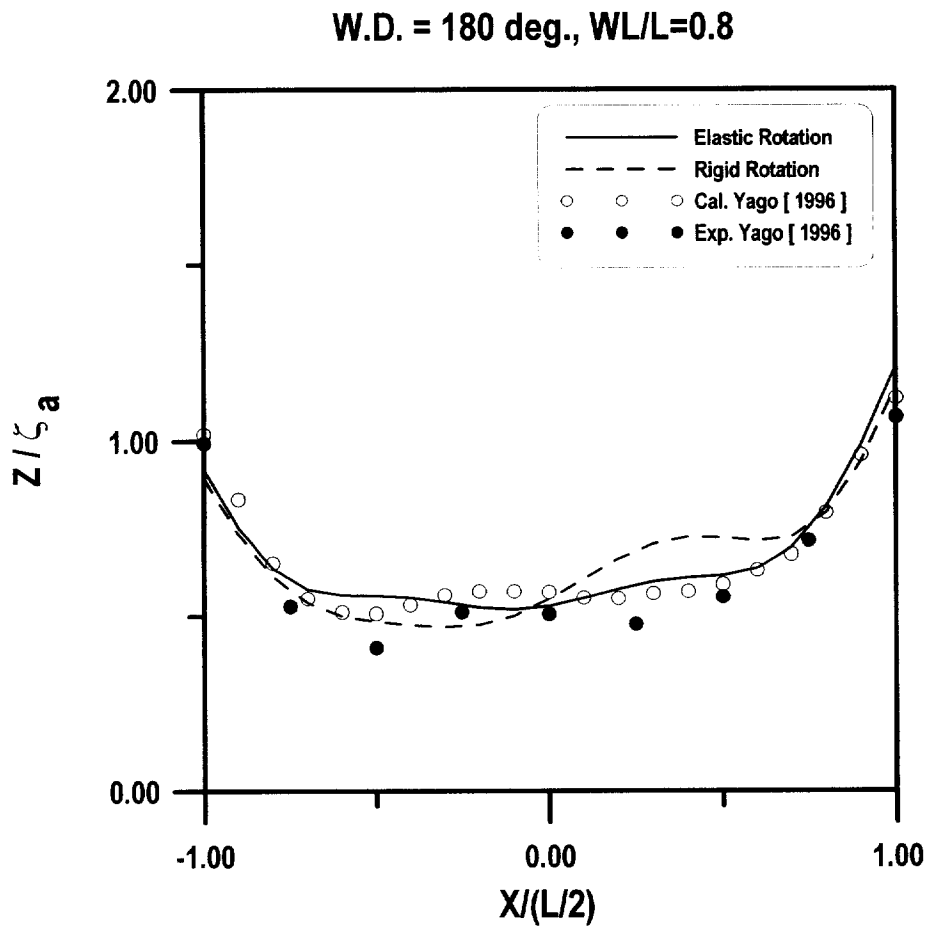
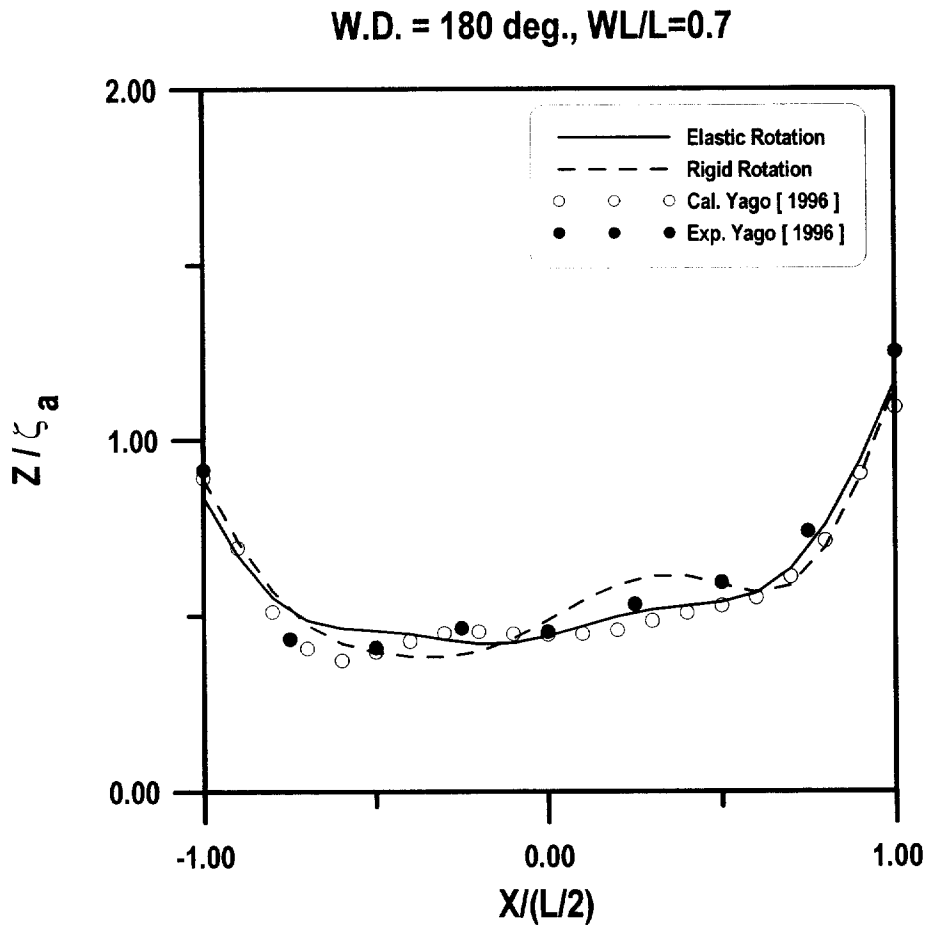


Fig.2.9 Longitudinal distributions of vertical displacement amplitude at $\beta = 180^\circ$



(d) at $WL/L=0.7$

Fig.2.9 Longitudinal distributions of vertical displacement amplitude at $\beta = 180^\circ$

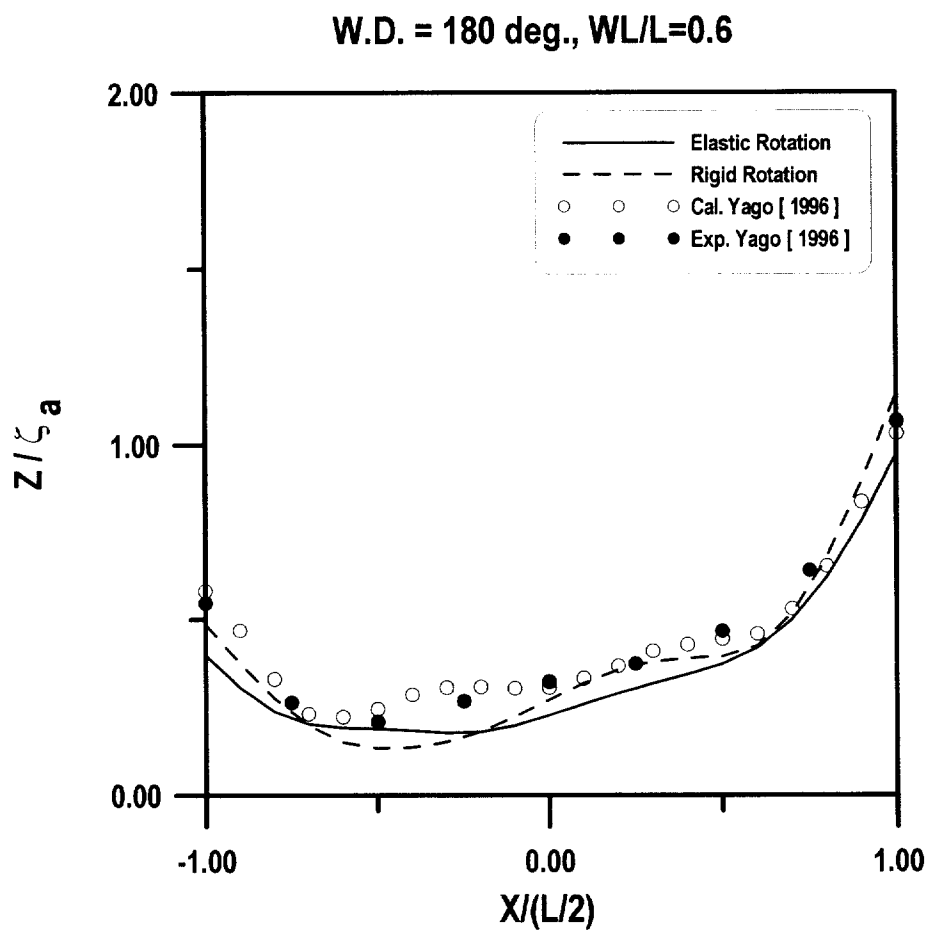


Fig.2.9 Longitudinal distributions of vertical displacement amplitude at $\beta = 180^\circ$

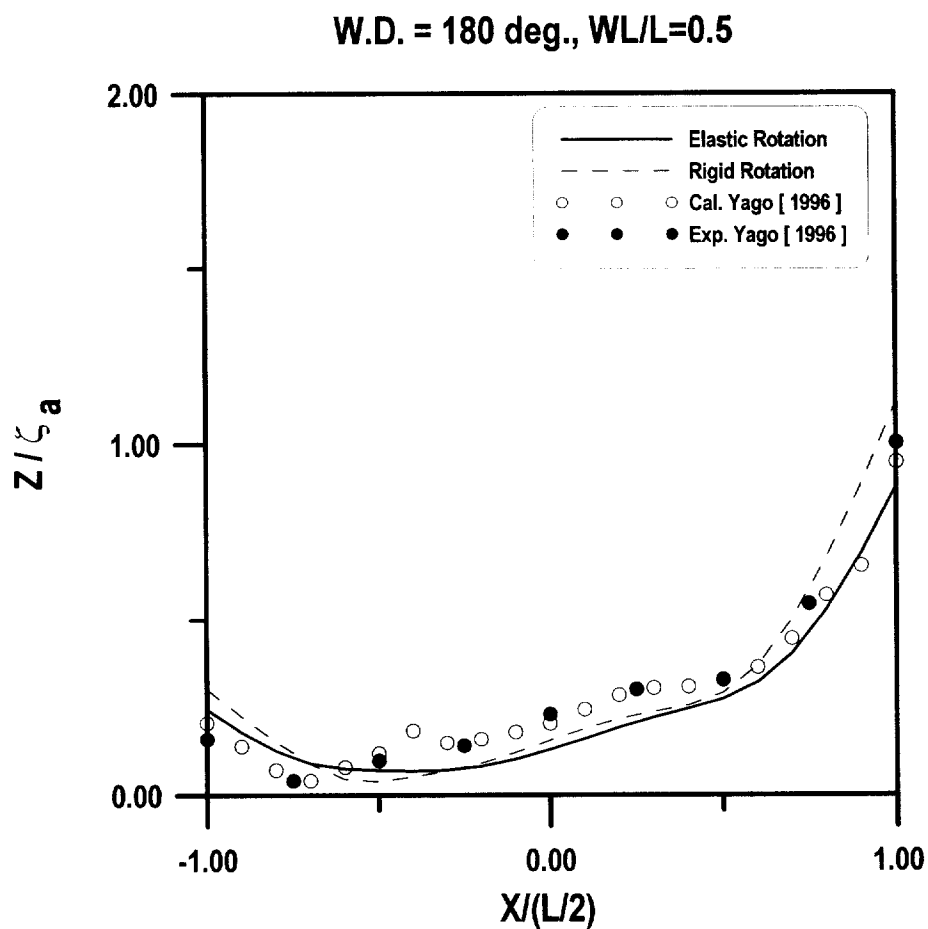
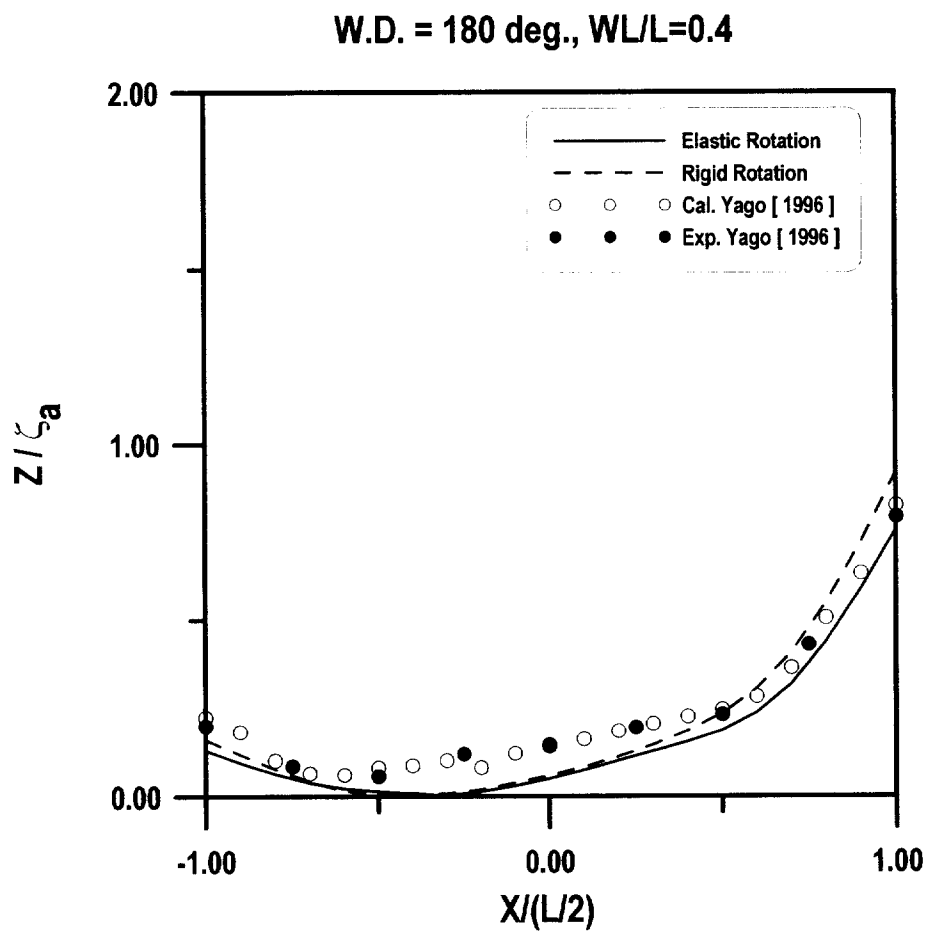
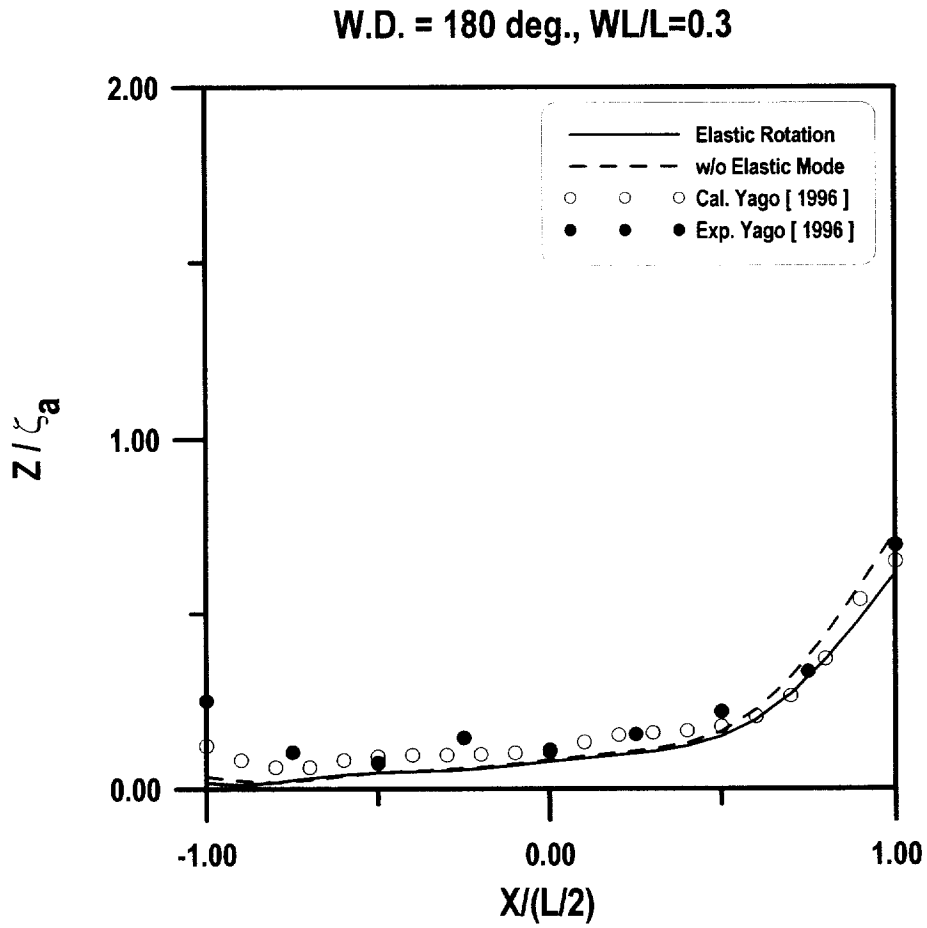


Fig.2.9 Longitudinal distributions of vertical displacement amplitude at $\beta = 180^\circ$



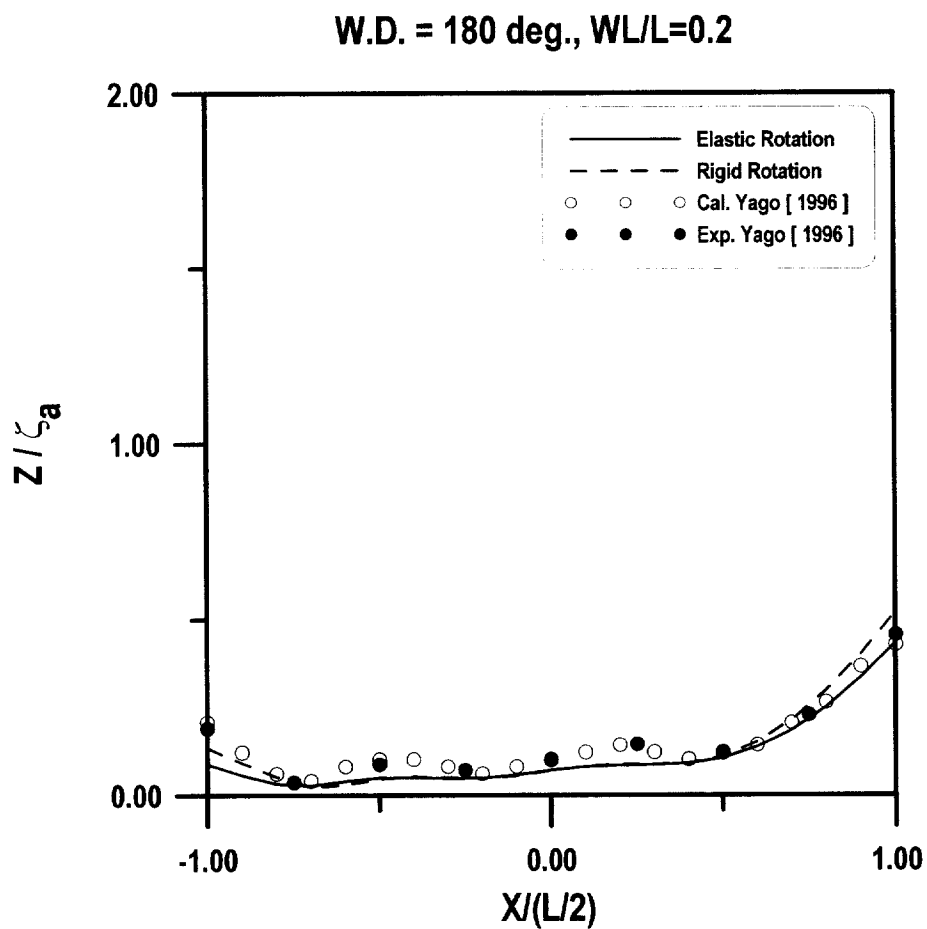
(g) at $WL/L=0.4$

Fig.2.9 Longitudinal distributions of vertical displacement amplitude at $\beta = 180^\circ$



(h) at $WL/L=0.3$

Fig.2.9 Longitudinal distributions of vertical displacement amplitude at $\beta = 180^\circ$



(i) at $WL/L=0.2$

Fig.2.9 Longitudinal distributions of vertical displacement amplitude at $\beta = 180^\circ$

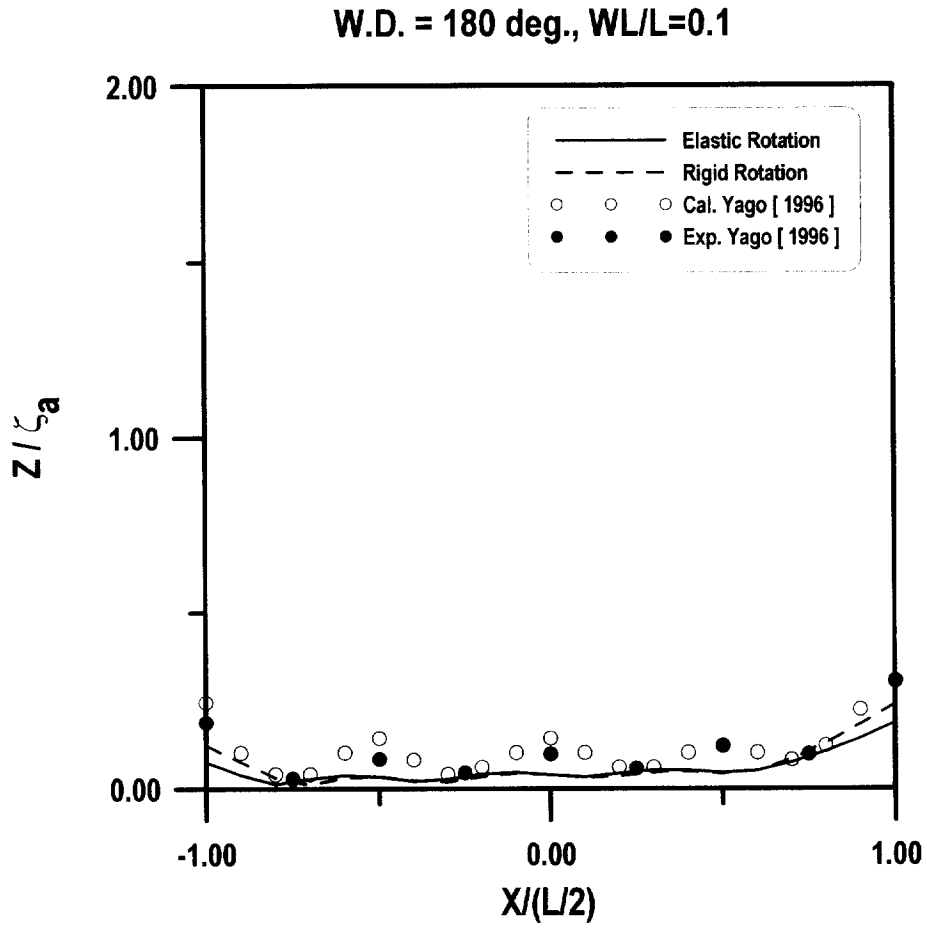
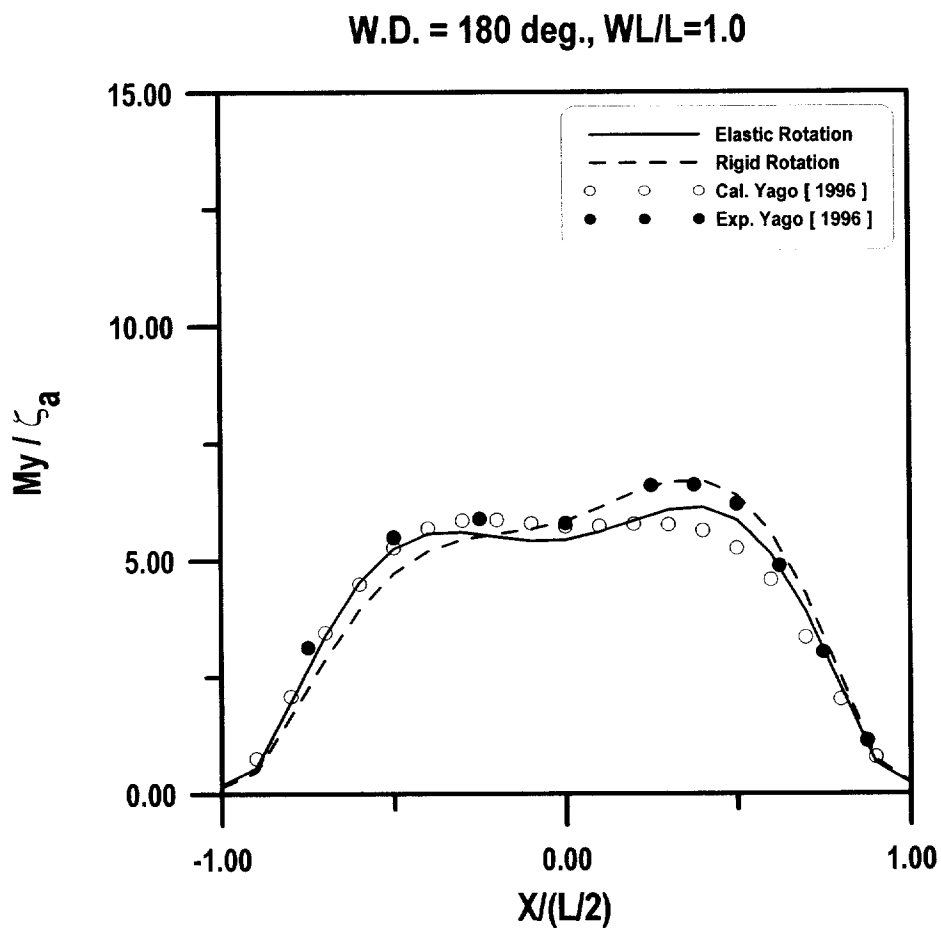
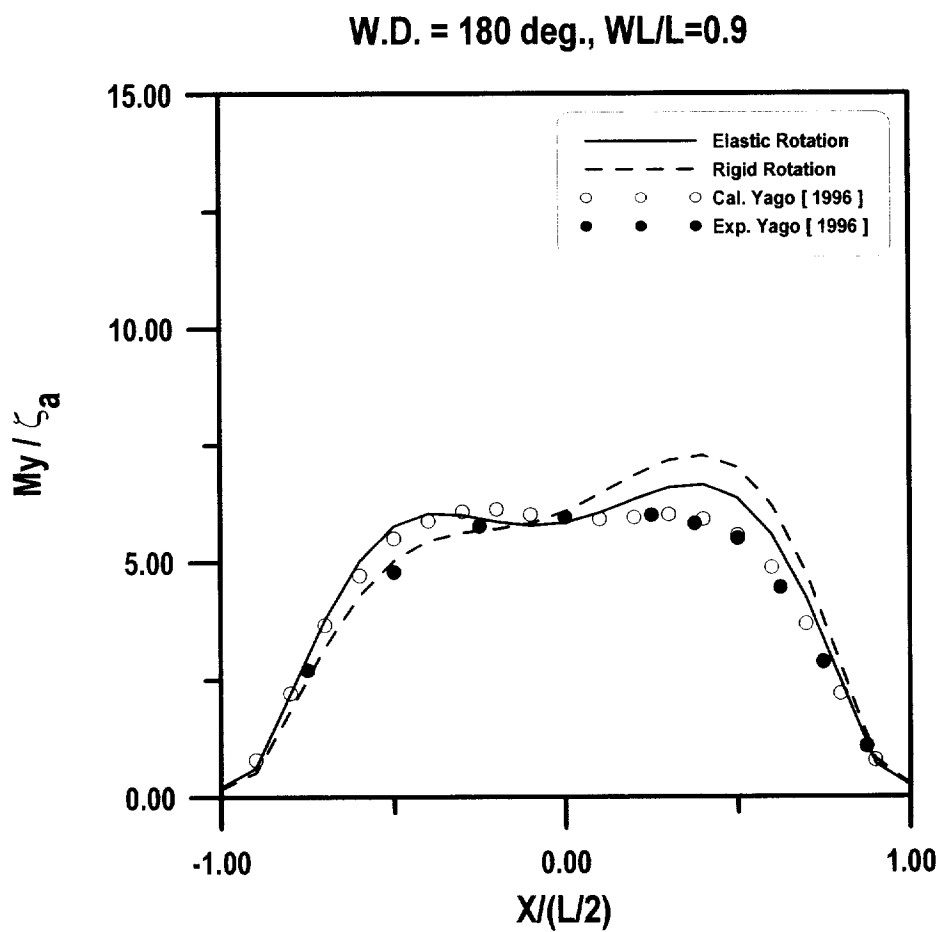


Fig.2.9 Longitudinal distributions of vertical displacement amplitude at $\beta = 180^\circ$



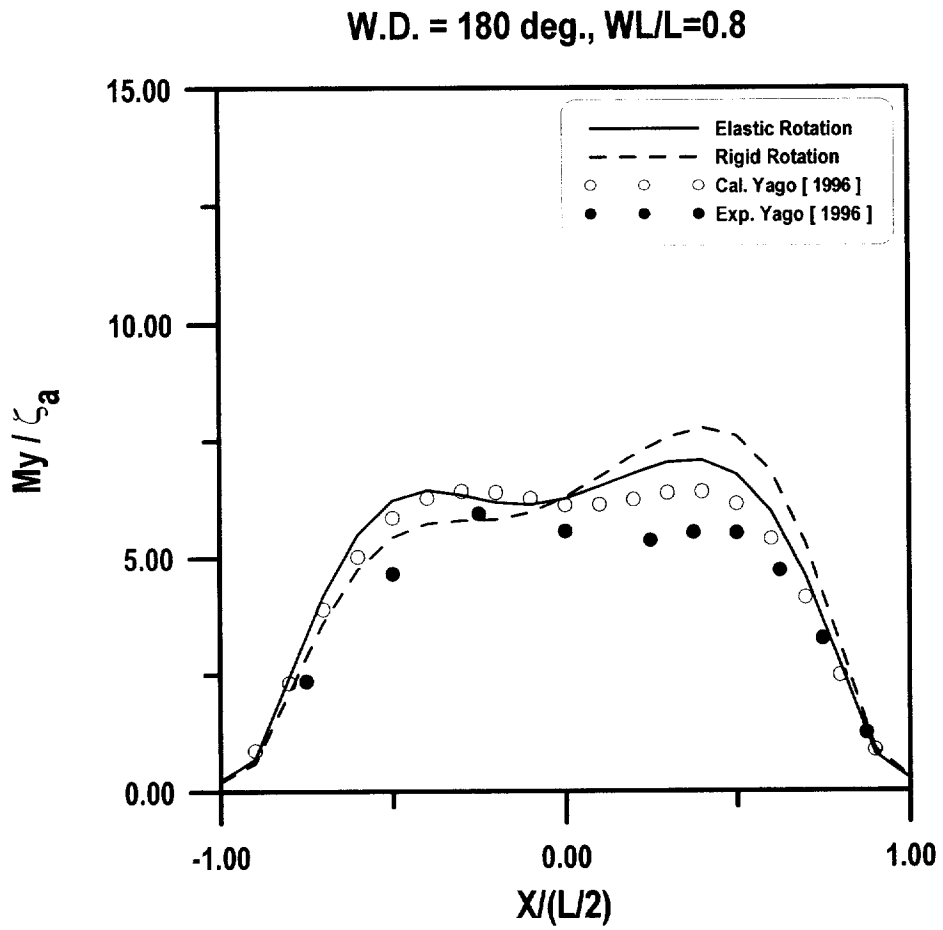
(a) at $WL/L=1.0$

Fig.2.10 Longitudinal distributions of vertical bending moment amplitude at $\beta = 180^\circ$



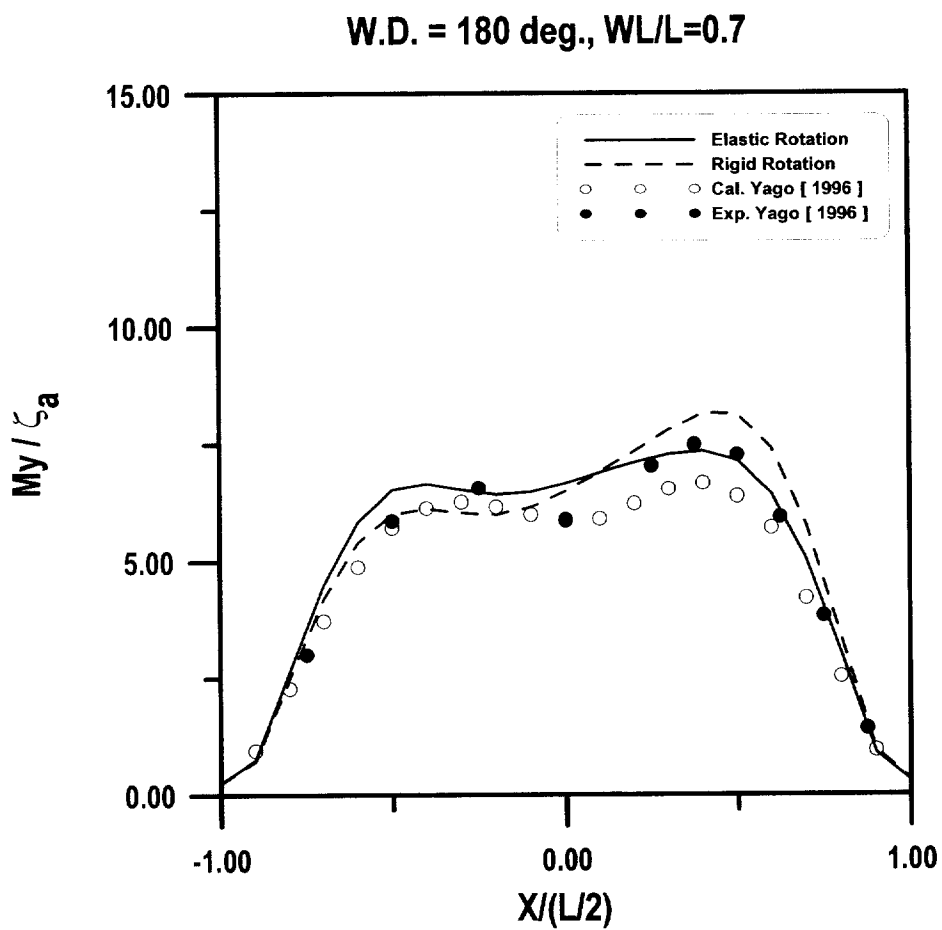
(b) at $WL/L=0.9$

Fig.2.10 Longitudinal distributions of vertical bending moment amplitude at $\beta = 180^\circ$



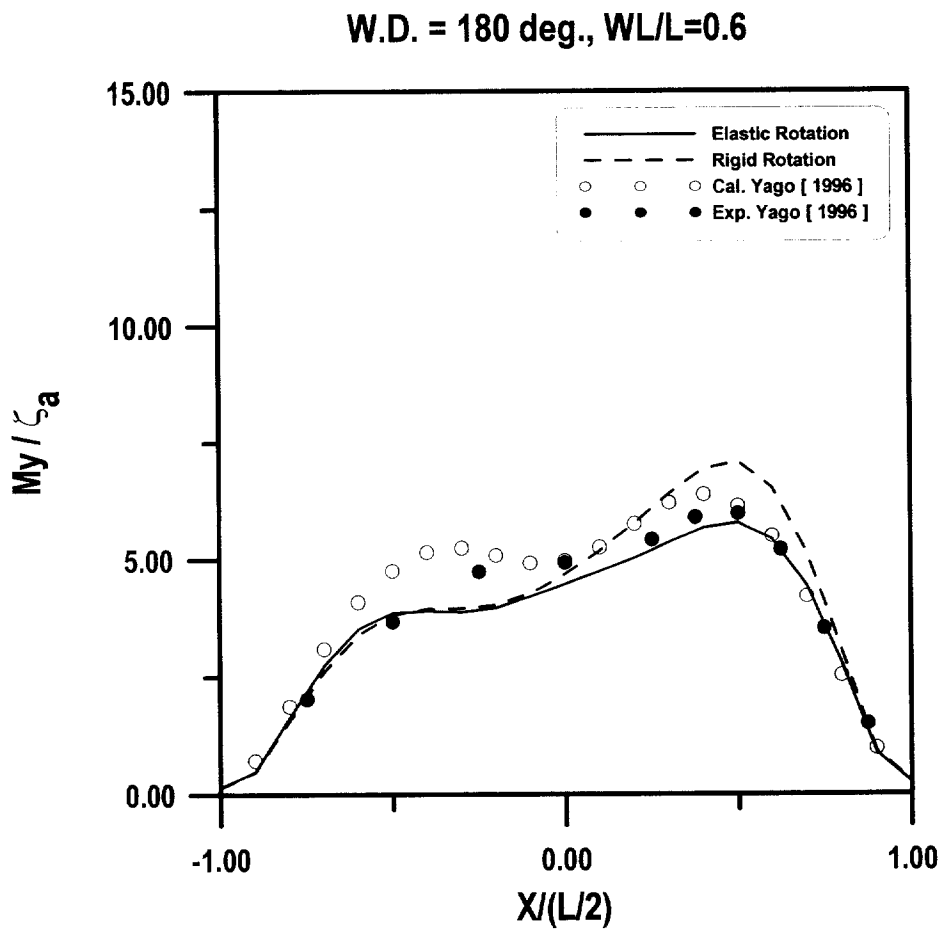
(c) at $WL/L=0.8$

Fig.2.10 Longitudinal distributions of vertical bending moment amplitude at $\beta = 180^\circ$



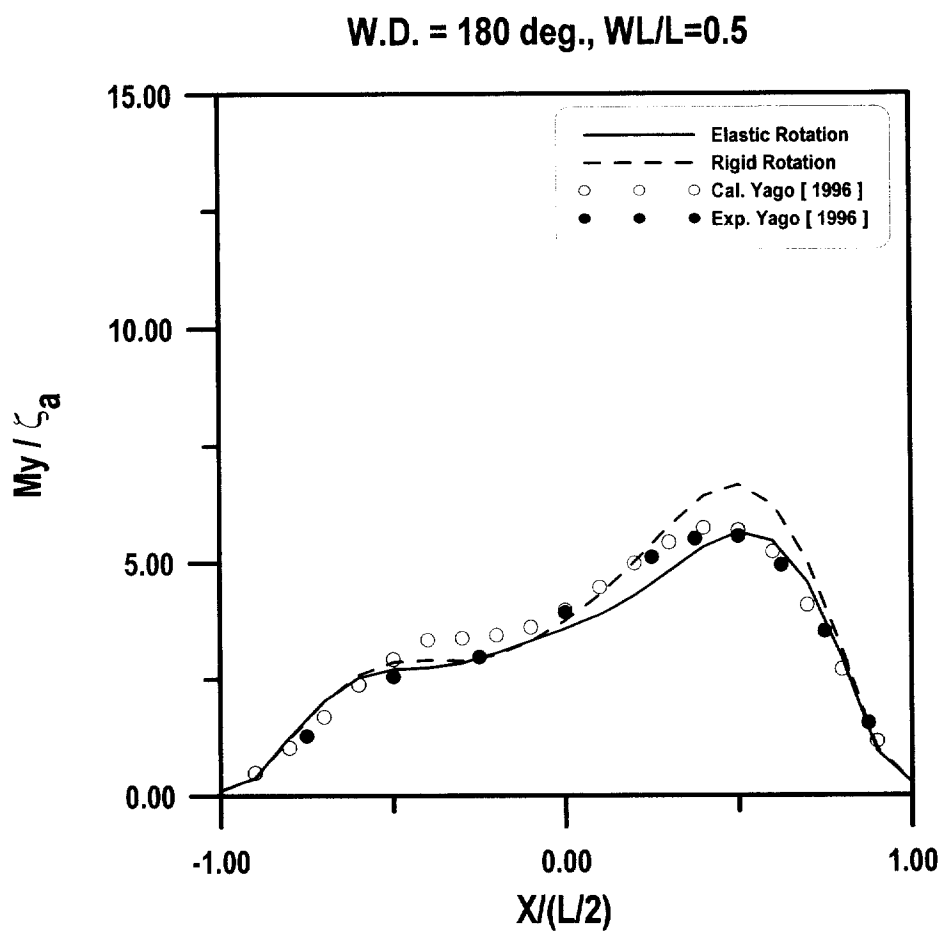
(d) at $WL/L=0.7$

Fig.2.10 Longitudinal distributions of vertical bending moment amplitude at $\beta = 180^\circ$



(e) at $WL / L = 0.6$

Fig.2.10 Longitudinal distributions of vertical bending moment amplitude at $\beta = 180^\circ$



(f) at $WL/L=0.5$

Fig.2.10 Longitudinal distributions of vertical bending moment amplitude at $\beta = 180^\circ$

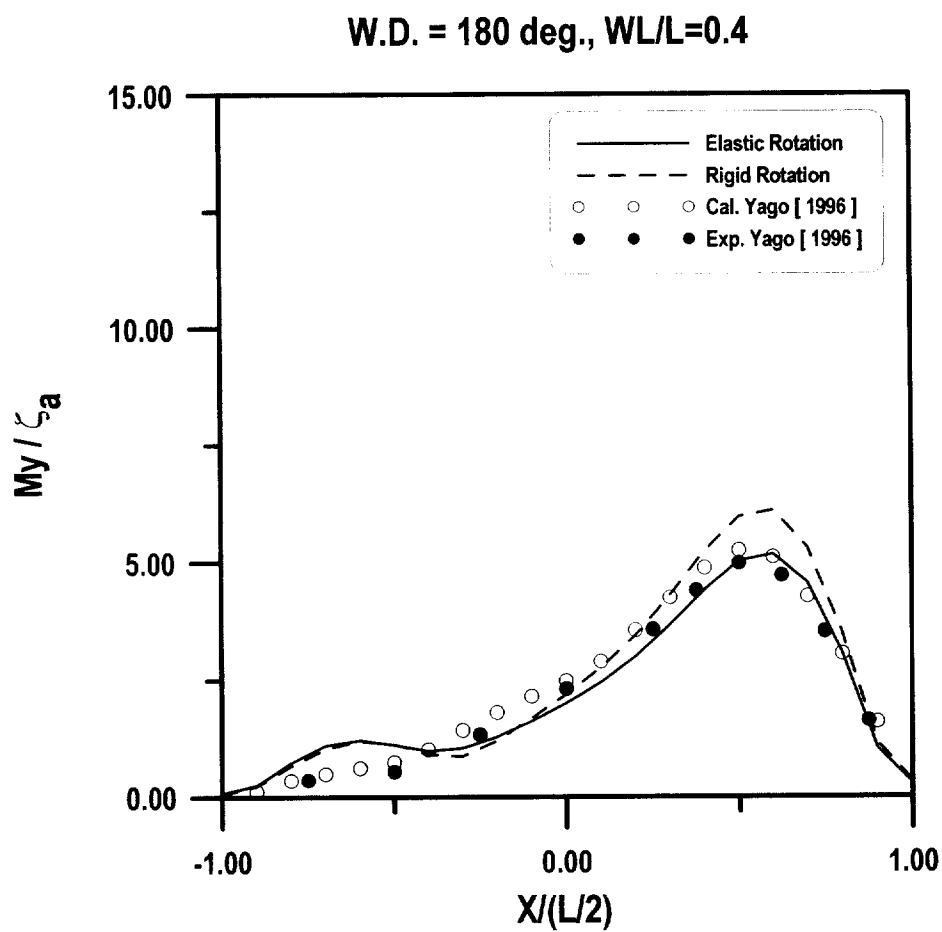
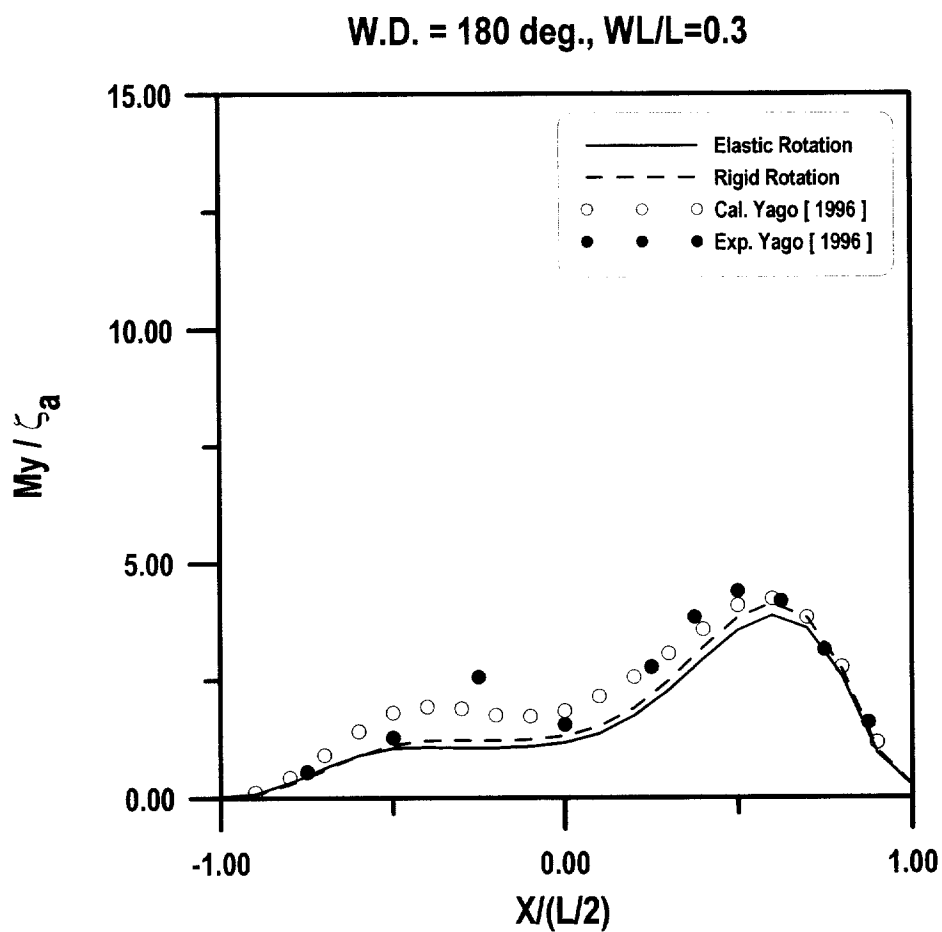


Fig.2.10 Longitudinal distributions of vertical bending moment amplitude at $\beta = 180^\circ$



(h) at $WL/L=0.3$

Fig.2.10 Longitudinal distributions of vertical bending moment amplitude at $\beta = 180^\circ$

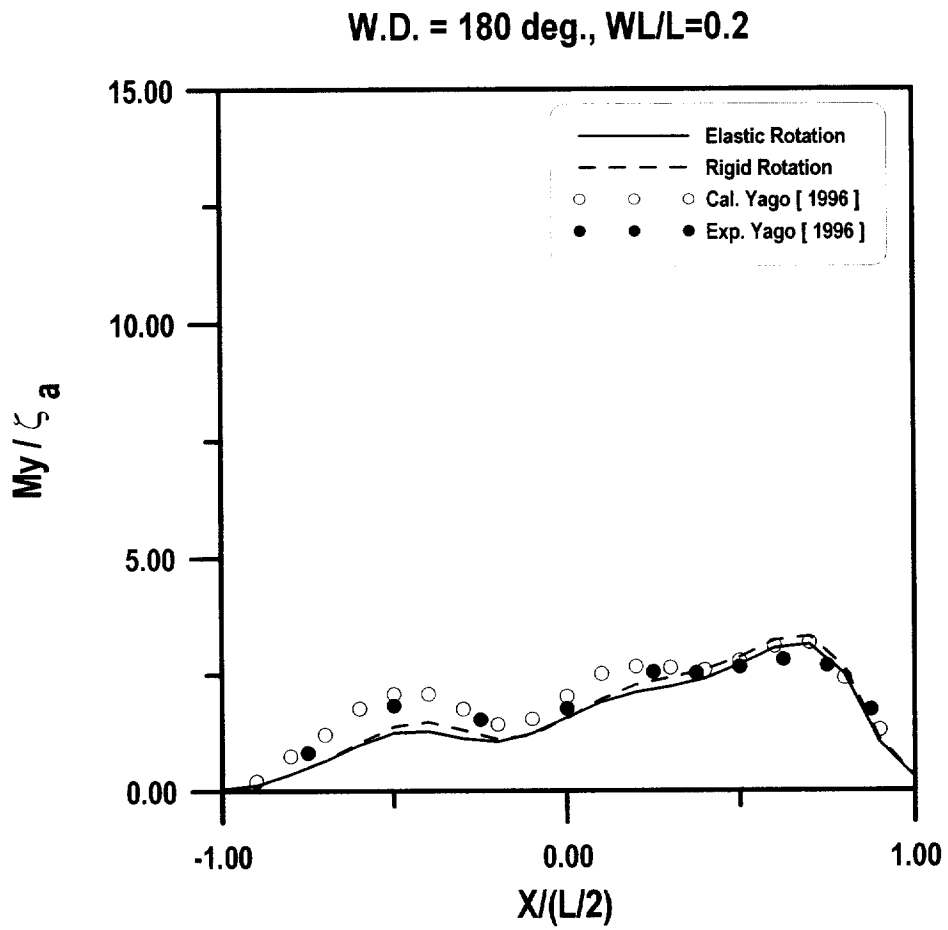


Fig.2.10 Longitudinal distributions of vertical bending moment amplitude at $\beta = 180^\circ$

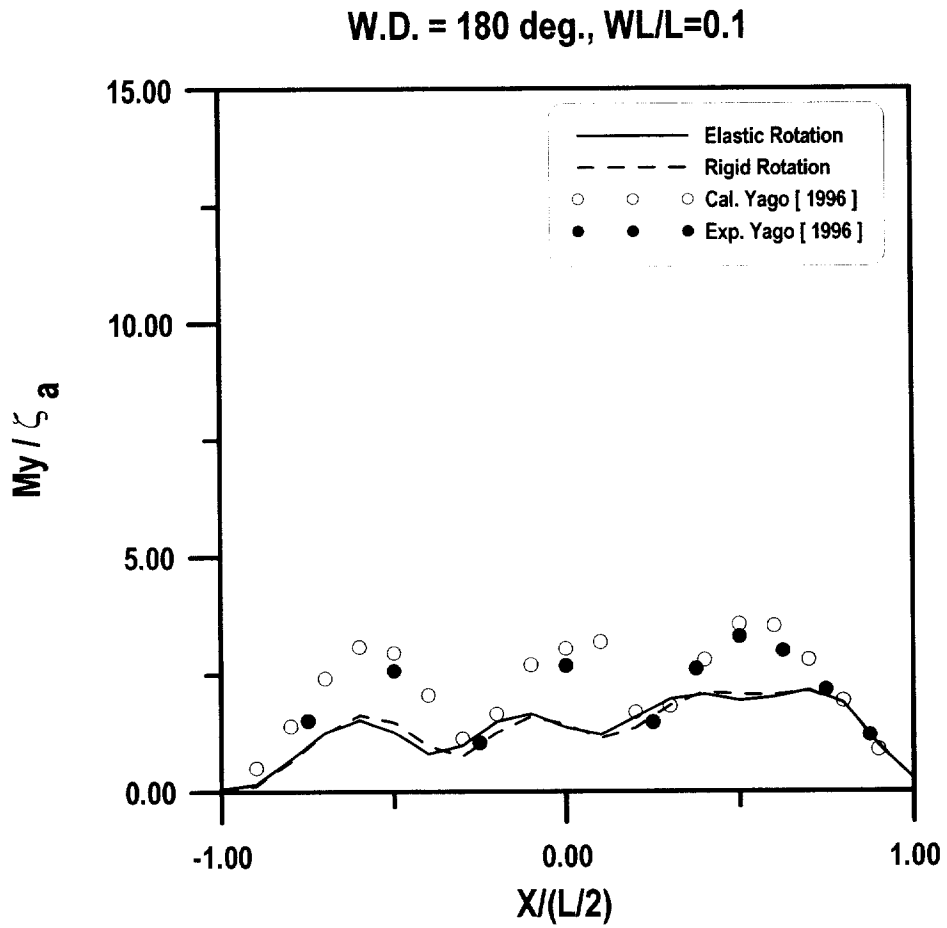


Fig.2.10 Longitudinal distributions of vertical bending moment amplitude at $\beta = 180^\circ$

제 3 장 다방향 불규칙파 중의 운동응답해석

3.1 다방향 스펙트럼

방향성을 갖는 불규칙파의 특성을 나타내는 다방향파의 스펙트럼 $S_{\zeta\zeta}(\omega, \chi)$ 는 각 주파수 성분파의 방향 χ 에 따른 분포를 나타내는 방향분포함수(Directional Distribution Function) $D(\omega, \chi)$ 와 주파수 ω 에 따른 파 에너지 분포를 나타내는 1차원 파 스펙트럼 $S_{\zeta\zeta}(\omega)$ 에 의해 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$S_{\zeta\zeta}(\omega, \chi) = D(\omega, \chi) S_{\zeta\zeta}(\omega) \quad (3.1)$$

방향분포함수 $D(\omega, \chi)$ 의 일반적인 모델은 주파수에 대해 독립인 여현분포함수로써 다음과 같이 표현된다⁶⁸⁾

$$D(\chi) = \frac{\Gamma(S+1)}{\sqrt{\pi} \Gamma(S+\frac{1}{2})} \cos^{2S}(\chi - \theta_0) \quad (3.2)$$

여기서, $\chi = \theta + \theta_0$ 이며 θ_0 는 입사파의 주방향, θ 는 주방향과 성분파의 진행방향의 이루는 각을 표시하고, S 는 파 에너지의 방향에 따른 분포의 분산 정도를 나타내는 파라메타로써, $S \rightarrow \infty$ 일 때, 한방향파(One-directional Waves) 즉, 장파 정파가 된다. 그리고 방향분포 파라메타 S 를 변화시켜도 에너지가 일정하게 되도록 방향분포함수 $D(\chi)$ 의 θ 에 대한 적분값을 다음과 같이 정규화 시킬 필요가 있다.

$$\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} D(\theta) d\theta = 1 \quad (3.3)$$

본 연구에서 사용된 1차원 파 스펙트럼은 *ISSC*(Interactional Ship Structure Congress)스펙트럼으로 다음과 같이 표현된다⁶⁹⁾.

$$S_{\zeta}(\omega) = \frac{1}{2\pi} 0.11 H_{1/3}^2 T_1 \left(\frac{T_1}{2\pi} \omega \right)^{-5} \text{EXP} \left[-0.44 \left(\frac{T_1}{2\pi} \omega \right)^{-4} \right] \quad (3.4)$$

여기서, ω 는 파의 원주파수(Circular Frequency, rad/sec), $H_{1/3}$ 은 유의파고(Significant Wave Height), T_1 은 평균 파주기(Mean Wave Period)이다.

선형입출력계에 있어서, 입력에 대한 출력은 단위충격응답함수 (Unit Impulse Response Function)와 입력의 시간력과의 콘볼루션적분(Convolution Integral)으로 표현되어진다. 여기서는 입력으로서 방향파의 수면상승량 $\zeta(t, x)$ 를 취했을 때, 출력을 초대형 해양구조물의 각 응답 $x(t, x)$ 로 표시한다. 단, t 는 시간, x 는 위치벡터를 나타낸다. 수면 상승량 및 응답의 자기상관함수는 각각 다음과 같이 표기된다.

$$R_{\zeta\zeta}(\tau, \delta) = E[\zeta(t, x) \cdot \zeta(t + \tau, x + \delta)] \quad (3.5)$$

$$R_{xx}(\tau, \delta) = E[x(t, x) \cdot x(t + \tau, x + \delta)] \quad (3.6)$$

여기서, τ 는 시간차이고, δ 는 위치벡터의 차를 나타낸다. 응답의 자기상관함수는 단위충격함수를 이용하여 표현하면 아래와 같이 주어진다.

$$\begin{aligned}
R_{xx}(\tau, \delta) &= \iiint \iint_{-\infty}^{\infty} h(\tau_1, \delta_1) h(\tau_2, \delta_2) E[\zeta(t - \tau_1, x - \delta_1) \\
&\quad \times \zeta(t + \tau - \tau_2, x + \delta - \delta_2)] d\tau_2 d\delta_2 d\tau_1 d\delta_1 \\
&= \iiint \iint_{-\infty}^{\infty} h(\tau_1, \delta_1) h(\tau_2, \delta_2) R_{\zeta\zeta}(\tau + \tau_1 - \tau_2, \delta + \delta_1 - \delta_2) d\tau_2 d\delta_2 d\tau_1 d\delta_1
\end{aligned}$$

여기서, *Wiener - Khintchine* 공식,

$$R_{xx}(\tau, \delta) = \iiint_{-\infty}^{\infty} S_{xx}(\omega, K) e^{i(K\delta - \omega\tau)} dK d\omega \quad (3.7)$$

을 위식에 적용하면 응답 스펙트럼이 다음과 같이 구해진다.

$$\begin{aligned}
&\iiint_{-\infty}^{\infty} S_{xx}(\omega, K) e^{i(K\delta - \omega\tau)} dK d\omega \\
&= \iiint_{-\infty}^{\infty} \left[\iiint_{-\infty}^{\infty} h(\tau_2, \delta_2) e^{-i(K\delta_2 - \omega\tau_2)} d\delta_2 d\tau_2 \right. \\
&\quad \times \left. \iiint_{-\infty}^{\infty} h(\tau_1, \delta_1) e^{i(K\delta_1 - \omega\tau_1)} d\delta_1 d\tau_1 \right] S_{\zeta\zeta}(\omega, K) e^{i(K\delta - \omega\tau)} dK d\omega \\
&= \iiint_{-\infty}^{\infty} H_{x\zeta}(\omega, K) H_{x\zeta}^*(\omega, K) S_{\zeta\zeta}(\omega, K) e^{i(K\delta - \omega\tau)} dK d\omega
\end{aligned}$$

위의 식으로부터 다음과 같은 관계를 얻을 수 있다.

$$S_{xx}(\omega, K) = |H_{x\zeta}(\omega, K)|^2 S_{\zeta\zeta}(\omega, K) \quad (3.8)$$

따라서, 주방향 θ_0 인 다방향파에 대한 주파수 응답스펙트럼 $S_{xx}(\omega, \theta_0)$ 는 다음과 같이 주어진다.

$$S_{xx}(\omega, \theta_0) = \int_{-\pi}^{\pi} |H_{x\zeta}(\omega, \theta_0 + \theta)|^2 S_{\zeta\zeta}(\omega, \theta_0 + \theta) d\theta \quad (3.9)$$

단, $H_{x\zeta}(\omega, \theta_0 + \theta)$ 는 초대형 해양구조물의 주파수응답함수(단위진폭의 규칙파에 대한 응답)로서 앞 장에서 기술한 바와 같이 외각요소들의 회전운동을 고려한 구조물의 탄성거동을 고려하여 내력응답 및 운동응답을 동시에 구할 수 있는 유탄성응답해석법을 이용하여 구해지며, $S_{\zeta\zeta}(\omega, \theta_0 + \theta)$ 는 다방향파 스펙트럼을 나타내고 있다.

이와같은 방법으로 동적응답 스펙트럼이 구해지면 다방향 불규칙파중에서의 동적응답진폭의 유의치(Significant Value)는 다음과 같이 주어진다.

$$X_{1/3}(\theta_0) = 2.0 \sqrt{m_0(\theta_0)} \quad (3.10)$$

여기서, $m_0(\theta_0)$ 는 스펙트럼의 0차 모우멘트로서 분산을 나타내고, 다음식에 의해 구해진다.

$$m_0(\theta_0) = \int_0^{\infty} S_{xx}(\omega, \theta_0) d\omega \quad (3.11)$$

3.2 수치계산 결과 및 고찰

초대형부유식 해양구조물이 설치되고 사용되어지는 공간이 실해역임을 고려한다면 불규칙파 중의 구조물의 유탄성응답을 평가해야한다. 특히 Pontoon형 초대형부유식 해양구조물의 경우 Column형 초대형부유식 해양구조물보다 파의 입사각에 대한 영향을 크게 받기 때문에 다방향불규칙파에 대한 평가는 Pontoon형 초대형부유식 해양구조물의 설계에 주요한 인자가 될 것이다.

다방향 불규칙파 중의 초대형부유식 해양구조물의 유탄성응답에 대한 본 해석법의 타당성을 검증하기 위하여 Fig.3.1과 같은 초대형 부유식 구조물에 대한 Ohta등의 실험치와 비교·검토하였다. Ohta의 실험모델에 대한 주요목과 Table 1과 같고, 실험조건은 Table 2 및 Table 3에 나타나 있다. 수심은 다방향파의 영향을 평가하기 위하여 25cm의 천수심에 대한 Ohta의 실험과 비교하였고, 규칙파와 장파정 및 단파정 불규칙파에 대한 실험결과와 각각 비교하였다. 단파정 불규칙파의 방향분포는 Ohta의 실험조건과 동일한 $\cos^2\theta$ 함수의 분포를 가지는 것으로 한다.

불규칙파를 고려하기 위하여 본 계산에 사용된 1차원 스펙트럼은 ISSC 스펙트럼을 사용하였고, 유의파고 및 평균주기는 Ohta의 실험과 일치시키기 위하여 Table 3과 같이 하였다.

모형의 강성에 대하여 Ohta는 굽힘강성을 실제 구조물과 비슷하게 하기 위해, 14개의 모형 유닛(1,071mm×3,000mm)을 용접결합하여 제작하고 강성의 불균일성을 무시하였다. 부재는 Fig.3.2와 같이 상부는 굽힘강성을 갖는 알루미늄판을 배치하고, 그 하부는 발포폴리에틸렌의 부력재를 부착시켰다. 이는 제2장의 Yago의 모델과 아주 유사하다. Fig. 3.3은 파랑 중 탄성응답으로 모형상판의 상하변위의 분포를 조사하기 위해 측정한 지점이다.

Fig. 3.4는 규칙파에 대한 구조물의 중심선상의 상하변위의 응답진폭의 길이방

향분포를 나타내고 있다. 원표(○)는 Ohta의 실험치를 나타내고, 실선(—)은 제2장에서 언급한 탄성 회전운동에 의한 방사유체력을 고려한 유탄성응답해석법을 이용하여 계산한 결과이다. 제2장의 Yago의 모델과 마찬가지로 규칙파중의 탄성응답에 대하여 본 계산방법은 정성적, 정량적으로 잘 일치하고 있음을 알 수 있다.

규칙파에 대하여 입사파의 파장이 길수록, 구조물의 응답진폭이 크게 되는 경향을 볼 수 있다. 특히, 선수파($\beta=180^\circ$)에 대하여 파상측 단부의 응답진폭이 가장 크고, 파하측으로 갈수록 작아지고, 파하측 단부에서 다시 약간 증가하는 유탄성 거동 특성을 확인할 수 있다.

주입사각이 180° (선수파), 225° (사파) 그리고 270° (횡파)에 대하여 각각 2가지 파주파수의 장파정불규칙파($S=\infty$)와 단파정불규칙파($S=1$)에 대한 Ohta의 실험에 대하여 본 계산은 수행하였다.

Fig. 3.5~Fig. 3.7에서 원표(○)는 장파정불규칙파에 대한 Ohta의 실험치이고, 십자표(+)는 단파정불규칙파에 대한 Ohta의 실험치를 나타내고 있다. 흑점(●)과 별표(*)는 각각 장파정불규칙파와 단파정불규칙파 중에 있어서 본 계산법의 결과이다.

Fig. 3.5~Fig. 3.7의 $\lambda/L=0.06$ 인 단파장(고주파수)영역의 경우 구조물의 양끝단에 조금 차이가 나는 것을 제외하면, 장파정불규칙파와 단파정불규칙파의 차이가 크게 나지 않는다. 이는 입사파의 파장이 작으면 파에너지 자체가 작기 때문에 이로 인한 에너지 분산정도가 큰 영향을 주기 않기 때문인 것으로 판단된다. 하지만, $\lambda/L=0.18$ 의 장파장(저주파수)영역에 있어서는 전반적으로 장파정불규칙파보다 단파정 불규칙파 중의 응답이 크게 나타나는 것을 볼 수 있다.

Fig. 3.5의 경우, 파상측에서는 장파정불규칙파의 경우가 응답이 크게 나타나지만, 파하측에서는 오히려 단파정불규칙파의 경우가 응답이 크게 나타나는 것을 볼 수 있다. 이는 장파정불규칙파의 경우 파에너지의 방향분산성이 없기 때문에 구조물의 길이방향에 따른 에너지손실이 크게 나타나지만, 단파정불규칙파의 경우 파에너지의 방향분산성으로 인하여 파하측까지 파에너지가 전달되기 때문이다.

Fig. 3.6과 Fig. 3.7의 사파 및 횡파의 경우 $\lambda/L=0.06$ 의 단파장인 경우 장파정불 규칙파와 단파정불규칙파 중의 응답이 그다지 차이가 나타나지 않지만, $\lambda/L=0.18$ 의 장파장인 경우 전반적으로 단파정불규칙파 중의 응답이 크게 나타난다. 이는 한방향으로만 입사하는 파의 경우 입사각에 대하여 파에너지의 대부분이 구조물을 통과하지만, 다방향파로 입사하는 파의 경우는 입사각의 분포성에 의해 외각요소 서로간에 파에너지의 발산 및 방사의 영향을 크게 미치기 때문인 것으로 사료된다. Ohta 실험 구조물 내부의 응답에 대하여 나타나는 탄성효과에 대하여는 Ohta의 실험결과 중 무한수심($h=3m$)인 경우에는 나타나지 않고 천수심($h=0.25$)인 경우에 현저히 나타나는 것으로 보아, 수조의 수심이 얇기 때문에 나타나는 수조바닥의 영향인 것으로 생각되어진다.

Table 3.1 Principal particulars of the Ohta model

	VL15 [Test Model]	Prototype
Scale Ratio	1/80	1/1
Length, L	15m	1200.0m
Breadth, B	3.0m	240.0m
Depth, D	56.0mm	4.5m
Draft, d	12.5mm	1.0m
Stiffness $EI_{Longi} (kg \cdot m^2)$	334	$1.09 \times 10^{12} (7.86 \times 10^{11})$
Water Depth	0.25m	20m

() : Target

Table 3.2 Test condition

Water Depth	0.25m (Shallow) 3.10m (Deep)
Waves	Regular Wave Long Crested Irregular Wave Short Crested Irregular Wave
Wave Direction	180(0), 225(45), 270(90) degress

Table 3.3 Wave condition

λ/L	Period $T_w(s)$	Wave Height $H_w(mm)$	Irregular Waves
0.06	0.78	20	○
0.10	1.11	20	
0.12	1.28	20	○
0.18	1.82	20	○
0.20	2.00	20	

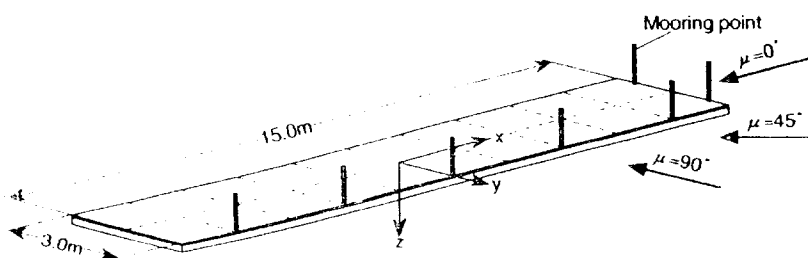


Fig.3.1 Coordinate system and experimental setup by Ohta

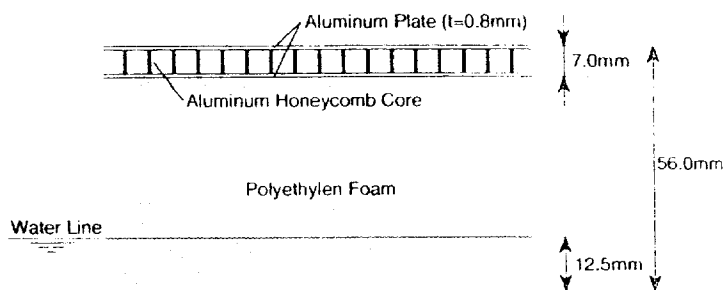


Fig.3.2 Cross section of the Ohta model

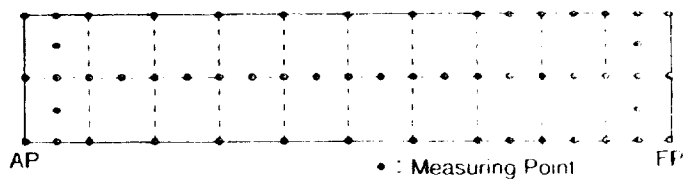


Fig.3.3 Arrangement of pick-up for vertical displacement

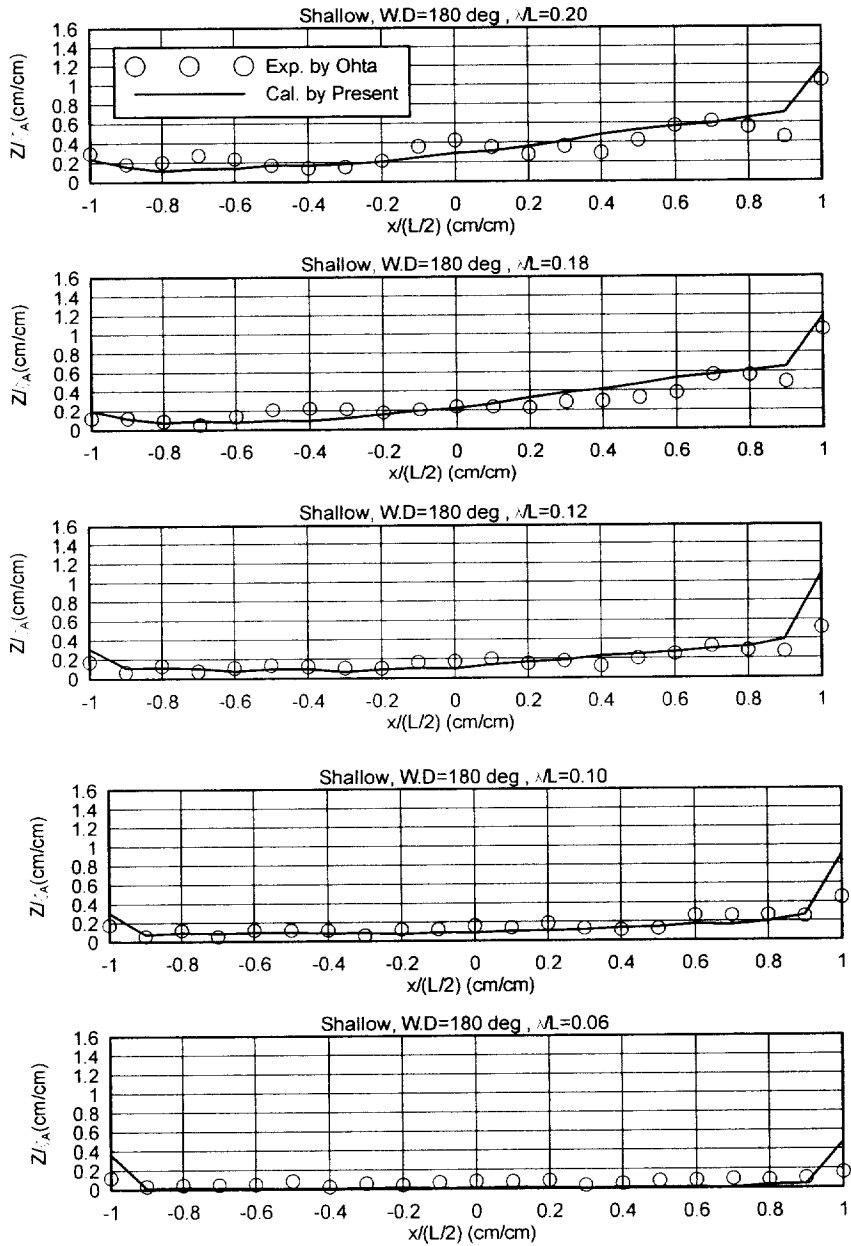


Fig.3.4 Distributions of vertical displacements amplitudes
(shallow, $\theta = 180^\circ$)

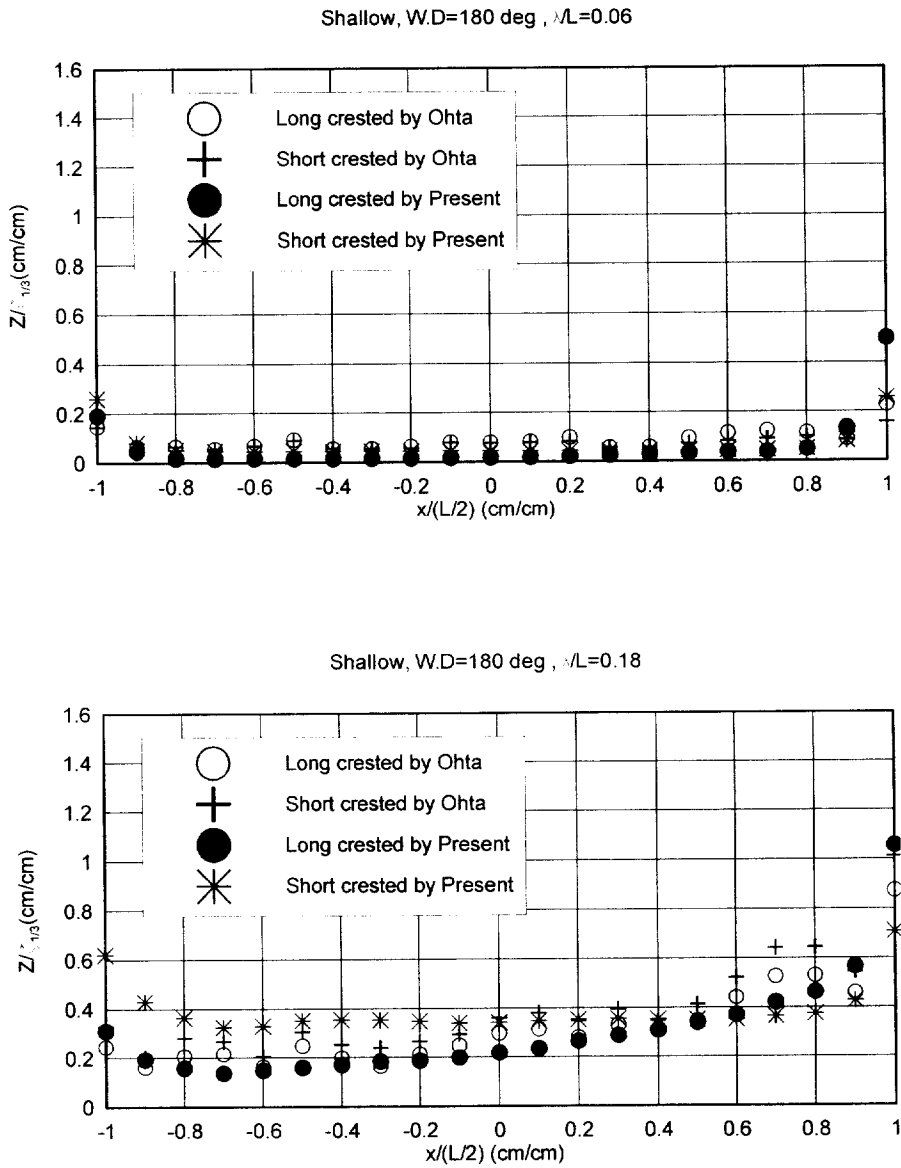


Fig.3.5 Comparison of vertical displacements amplitudes in long and short crested irregular waves (shallow, $\theta = 180^\circ$)

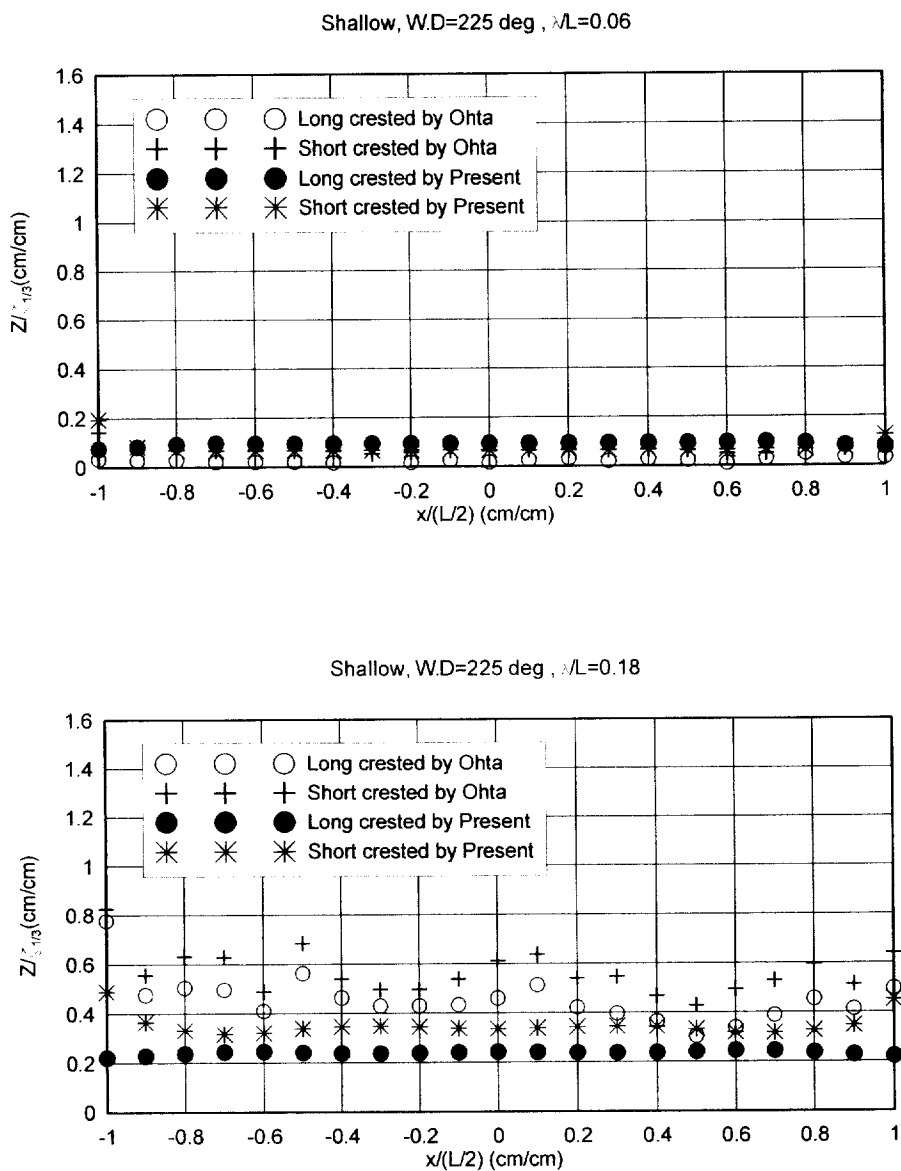


Fig.3.6 Comparison of vertical displacements amplitudes in long and short crested irregular waves (shallow, $\theta = 225^\circ$)

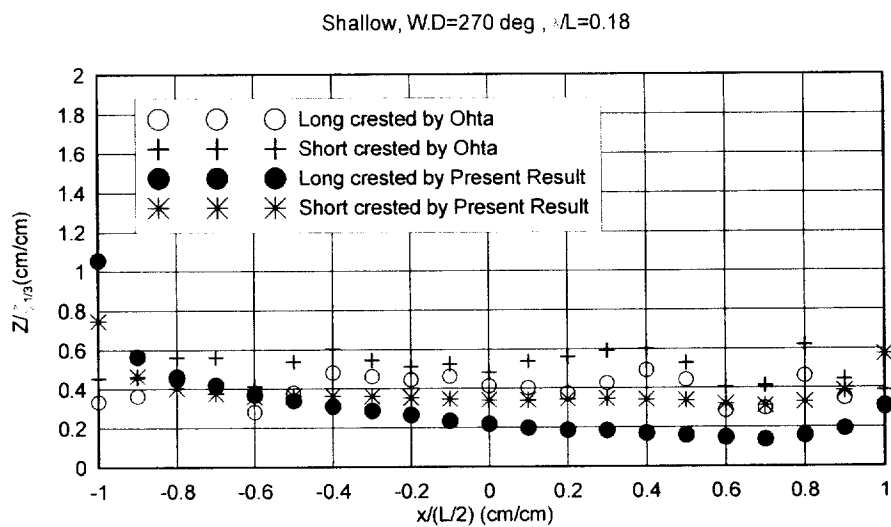
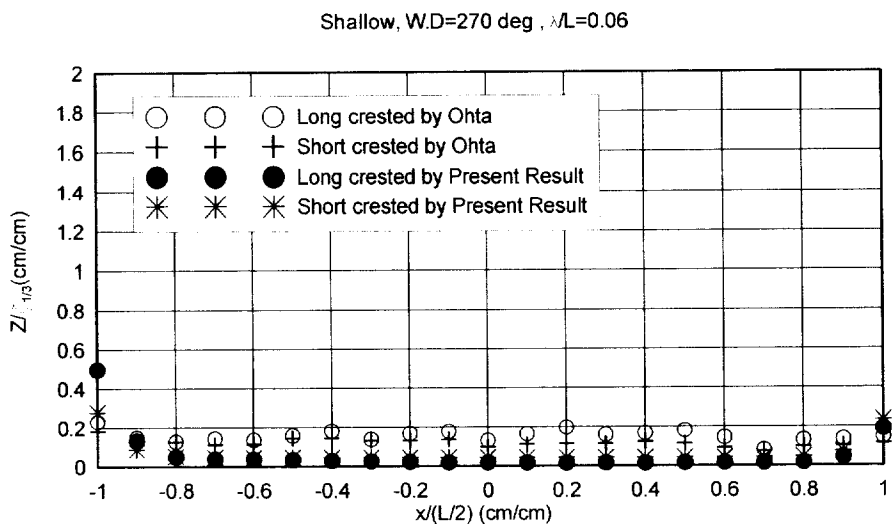


Fig.3.7 Comparison of vertical displacements amplitudes in long and short crested irregular waves (shallow, $\theta = 270^\circ$)

제 4 장 다방향 불규칙과 중의 초대형 부유식 해양구조물의 시간영역응답해석

4.1 시간영역에서의 유체력

비행기의 이·착륙과 같은 충격하중에 대한 영향을 해석하거나, 비선형계에 대한 동적응답을 추정하는 경우 주파수 영역 해석법은 적용이 곤란하므로 일반적으로 시간영역 해석법을 도입한다.

본 논문에서는 시간영역에서의 유체력 계산법으로서 주파수영역에서 계산된 탄성거동을 고려한 방사포텐셜에 의한 동유체력을 *Fourier* 변환하여 메모리 영향 함수(MEF, Memory Effect Function)를 계산하고, 물체의 운동속도와 메모리 영향 함수를 콘볼루션 적분함으로써 시간영역에 대한 유체력을 추정하였다.

먼저, 시간영역에서 외각요소 e 가 단위속도의 l 방향 운동을 할 때 k 방향으로 발생하는 유체력 $f_{kl}^e(t)$ 와 주파수영역에서의 유체력 $F_{kl}^e(\omega)$ 의 관계를 *Fourier* 변환을 사용해서 정의하면, 다음과 같이 주어진다.

$$F_{kl}^e(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f_{kl}^e(t) e^{i\omega t} dt$$
$$f_{kl}^e(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F_{kl}^e(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (4.1)$$

외각요소 e 의 l 방향의 단위속도 운동에 의해 발생하는 시간영역에서의 방사포

텐셜 $\phi_l^e(t)$ 와 주파수영역에서의 방사포텐셜 $\phi_l^e(\omega)$ 는 *Fourier*역변환에 의해 다음의 관계가 성립한다.

$$\phi_l^e(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \phi_l^e(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (4.2)$$

그러므로, 시간영역에서 단위속도의 l 방향 운동에 의해 k 방향으로 발생하는 유체력 $f_{kl}^e(t)$ 는 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\begin{aligned} f_{kl}^e(t) &= - \iint_{S_H^e} P_l^e n_k ds \\ &= - \iint_{S_H^e} -\rho \frac{\partial \phi_l^e(t)}{\partial t} n_k ds \\ &= \iint_{S_H^e} \rho \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} -i\omega \phi_l^e(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \right] n_k ds \end{aligned} \quad (4.3)$$

식(4.1)의 두 번째 식과 식(4.3)을 비교하면, 주파수영역에서의 단위속도의 l 방향 운동에 의해 k 방향으로 발생하는 유체력 $F_{kl}^e(\omega)$ 는 $\phi_l^e = \phi_{lc}^e + i\phi_{ls}^e$ 임을 이용하여 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$F_{kl}^e(\omega) = -i\omega \rho \iint_{S_H^e} \phi_l^e(\omega) n_k ds$$

$$\begin{aligned}
&= -i\omega\rho\iint_{S_H^e}\{\phi_{lc}^e(\omega)+i\phi_{ls}^e(\omega)\}n_kds \\
&= -i\omega\rho\iint_{S_H^e}\phi_{lc}^e(\omega)n_kds+\omega\rho\iint_{S_H^e}\phi_{ls}^e(\omega)n_kds
\end{aligned} \tag{4.4}$$

식(4.4)는 주파수영역에서 외각요소 e 의 단위속도 운동에 의해 외각요소 자신이 받는 유체력이며, 다음과 같이 운동속도 및 운동가속도에 비례하는 성분으로 나눌 수 있다.

$$F_{kl}^e(\omega)=[-\nu_{kl}^e(\omega)+i\omega\mu_{kl}^e(\omega)] \tag{4.5}$$

여기서, $\mu_{kl}^e(\omega)$, $\nu_{kl}^e(\omega)$ 는 각각 주파수영역에서 3차원 특이점분포법에 의해 계산되는 외각요소 e 의 부가질량 및 조파감쇠 계수이다.

시간영역에서의 유체력 $f_{kl}^e(t)$ 는 물리적으로 실수라 생각할 수 있고, 식(4.1)의 첫 번째 식을 이용하여 $F_{kl}^e(\omega)$ 를 실수부와 허수부로 나누어 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned}
F_{kl}^e(\omega) &= F_{klc}^e(\omega)+iF_{kls}^e(\omega) \\
&= \int_{-\infty}^{\infty}f_{kl}^e(t)\{\cos\omega t+i\sin\omega t\}dt \\
&= \int_{-\infty}^{\infty}f_{kl}^e(t)\cos\omega tdt+i\int_{-\infty}^{\infty}f_{kl}^e(t)\sin\omega tdt
\end{aligned} \tag{4.6}$$

따라서,

$$\begin{aligned}
F_{klc}^e(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} f_{kl}^e(t) \cos \omega t \, dt \\
F_{kls}^e(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} f_{kl}^e(t) \sin \omega t \, dt
\end{aligned} \tag{4.7}$$

그러므로, $F_{klc}^e(\omega)$, $F_{kls}^e(\omega)$ 는 각각 ω 에 대하여 우함수와 기함수가 된다. 또 식(4.6)의 관계식을 식(4.1)의 두 번째 식에 대입하면 다음의 관계가 성립한다.

$$\begin{aligned}
f_{kl}^e(t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \{F_{klc}^e(\omega) + i F_{kls}^e(\omega)\} e^{-i\omega t} \, d\omega \\
&= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \{F_{klc}^e(\omega) + i F_{kls}^e(\omega)\} \{\cos \omega t - i \sin \omega t\} \, d\omega \\
&= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} [\{F_{klc}^e(\omega) \cos \omega t + F_{kls}^e(\omega) \sin \omega t\} \\
&\quad + i \{F_{kls}^e(\omega) \cos \omega t - F_{klc}^e(\omega) \sin \omega t\}] \, d\omega
\end{aligned} \tag{4.8}$$

여기서, $F_{klc}^e(\omega)$, $F_{kls}^e(\omega)$ 는 각각 ω 에 대하여 우함수와 기함수이므로 식(4.8)의 피적분 함수의 실수부는 ω 에 대하여 우함수가 되고, 허수부는 기함수가 되며, 허수부의 적분값은 0 이 된다.

또, 식(4.5)를 식(4.1)의 두 번째 식에 대입하면, 시간영역에서의 단위속도의 부체 운동에 의해 발생하는 유체력은 다음과 같이 표현된다.

$$f_{kl}^e(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} [-\nu_{kl}^e(\omega) + i\omega \mu_{kl}^e(\omega)] e^{-i\omega t} \, d\omega \tag{4.9}$$

식(4.9)를 실수부와 허수부로 나누어 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned}
 f_{kl}^e(t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} [-\nu_{kl}^e(\omega) + i\omega \mu_{kl}^e(\omega)] \{\cos \omega t - i \sin \omega t\} d\omega \\
 &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\{-\nu_{kl}^e(\omega) \cos \omega t + \omega \mu_{kl}^e(\omega) \sin \omega t\} \right. \\
 &\quad \left. + i \{\omega \mu_{kl}^e(\omega) \cos \omega t + \nu_{kl}^e(\omega) \sin \omega t\} \right] d\omega
 \end{aligned} \tag{4.10}$$

식(4.8)과 식(4.10)을 서로 비교해 보면, $F_{klc}^e(\omega) = -\nu_{kl}^e(\omega)$, $F_{kls}^e(\omega) = \omega \mu_{kl}^e(\omega)$ 이므로 $\mu_{kl}^e(\omega)$ 와 $\nu_{kl}^e(\omega)$ 는 모두 우함수임을 알 수 있다. 또, 식(4.9)는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned}
 f_{kl}^e(t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} [-\nu_{kl}^e(\omega) + i\omega \{\mu_{kl}^e(\omega) - \mu_{kl}^e(\infty)\}] e^{-i\omega t} d\omega \\
 &\quad - \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} -i\omega \mu_{kl}^e(\infty) e^{-i\omega t} d\omega
 \end{aligned} \tag{4.11}$$

Dirac δ 함수

$$\begin{aligned}
 \delta(t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega t} d\omega \\
 \delta'(t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} -i\omega e^{-i\omega t} d\omega
 \end{aligned} \tag{4.12}$$

를 식(4.11)에 적용하면, 다음과 같이 된다

$$\begin{aligned}
 f_{kl}^e(t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[-\nu_{kl}^e(\omega) + i\omega \{ \mu_{kl}^e(\omega) - \mu_{kl}^e(\infty) \} \right] e^{-i\omega t} d\omega - \mu_{kl}^e(\infty) \delta'(t) \\
 &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[-\nu_{kl}^e(\omega) + i\omega \{ \mu_{kl}^e(\omega) - \mu_{kl}^e(\infty) \} \right] \cdot \\
 &\quad (\cos \omega t - i \sin \omega t) d\omega - \mu_{kl}^e(\infty) \delta'(t) \\
 &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\{ -\nu_{kl}^e(\omega) \cos \omega t + \omega (\mu_{kl}^e(\omega) - \mu_{kl}^e(\infty)) \sin \omega t \} \right. \\
 &\quad \left. + i \{ \nu_{kl}^e(\omega) \sin \omega t + \omega (\mu_{kl}^e(\omega) - \mu_{kl}^e(\infty)) \cos \omega t \} \right] d\omega - \mu_{kl}^e(\infty) \delta'(t)
 \end{aligned} \tag{4.13}$$

여기서, $\delta'(t)$ 는 $\delta(t)$ 의 시간 미분을 의미하고, $\mu_{kl}^e(\omega)$ 와 $\nu_{kl}^e(\omega)$ 는 ω 에 대하여 우함수이므로 식(4.13)의 피적분 함수의 허수부는 ω 에 대하여 기함수가 되고, 그 적분값은 0 이 된다. 그러므로 식(4.13)을 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned}
 f_{kl}^e(t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ -\nu_{kl}^e(\omega) \cos \omega t + \omega (\mu_{kl}^e(\omega) - \mu_{kl}^e(\infty)) \sin \omega t \right\} d\omega \\
 &\quad - \mu_{kl}^e(\infty) \delta'(t)
 \end{aligned} \tag{4.14}$$

물리적으로 실현 가능한 계에 대해서는 인과성의 원리(즉, $t < 0$ 에 대하여

$\delta'(t) = 0$, $f_{kl}^e(t) = 0$)를 적용할 수 있으므로, 식(4.14)로부터 다음의 관계가 성립한다.

$$f_{kl}^e(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \{ -\nu_{kl}^e(\omega) \cos \omega t + \omega (\mu_{kl}^e(\omega) - \mu_{kl}^e(\infty)) \sin \omega t \} d\omega = 0$$

for $t < 0$ (4.15)

또, 식(4.15)에서 t 대신에 $-t$ 를 대입하면 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$f_{kl}^e(-t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \{ -\nu_{kl}^e(\omega) \cos \omega t - \omega (\mu_{kl}^e(\omega) - \mu_{kl}^e(\infty)) \sin \omega t \} d\omega = 0$$

for $t > 0$ (4.16)

식(4.16)을 식(4.14)에 대입하면, 다음과 같이 된다.

$$\begin{aligned} f_{kl}^e(t) &= -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \nu_{kl}^e(\omega) \cos \omega t d\omega - \mu_{kl}^e(\infty) \delta'(t) \\ &= -\frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \nu_{kl}^e(\omega) \cos \omega t d\omega - \mu_{kl}^e(\infty) \delta'(t) \end{aligned} \quad (4.17)$$

여기서, $\delta'(t)$ 는 순간적인 단위속도 임펄스 $\delta(t)$ 의 시간 미분이므로 가속도를 의미하고, 그러므로 두 번째 항은 시간 $t=0$ 인 순간의 관성력을 의미한다. $t=0$ 인 순간의 관성력을 제외한 유체력을 메모리 영향함수 $E_{kl}^e(t)$ 라 정의하면, 식(4.17)로부터 다음과 같이 표현된다.

$$E_{kl}^e(t) \equiv -f_{kl}^e(t) - \mu_{kl}^e(\infty)\delta(t) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \nu_{kl}^e(\omega) \cos \omega t d\omega \quad (4.18)$$

메모리 영향함수의 *Fourier* 변환은 다음과 같이 정의된다.

$$\begin{aligned} E_{kl}^e(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} E_{kl}^e(t) e^{i\omega t} dt \\ &= \int_0^{\infty} E_{kl}^e(t) e^{i\omega t} dt \\ &= \int_0^{\infty} E_{kl}^e(t) \cos \omega t dt + i \int_0^{\infty} E_{kl}^e(t) \sin \omega t dt \end{aligned} \quad (4.19)$$

이 식의 두 번째 등식은 $E_{kl}^e(t)$ 가 물리적으로 $t < 0$ 일 때 0이기 때문에 성립된다. 또, 식(4.12)의 두 번째식은 $-i\omega$ 에 대한 *Fourier* 역변환임을 고려하고, 식(4.18)을 *Fourier* 변환하면 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} F_{kl}^e(\omega) &= -E_{kl}^e(\omega) + i\omega \mu_{kl}^e(\infty) \\ &= -\operatorname{Re}[E_{kl}^e(\omega)] + i\omega \left\{ \mu_{kl}^e(\infty) - \frac{\operatorname{Im}[E_{kl}^e(\omega)]}{\omega} \right\} \end{aligned} \quad (4.20)$$

식(4.5)와 식(4.20)을 비교해 보면, 다음의 관계가 성립한다.

$$\begin{aligned}
\nu_{kl}^e(\omega) &= \text{Re}[E_{kl}^e(\omega)] = \int_0^\infty E_{kl}^e(t) \cos \omega t \, dt \\
\mu_{kl}^e(\omega) &= \mu_{kl}^e(\infty) - \frac{\text{Im}[E_{kl}^e(\omega)]}{\omega} \\
&= \mu_{kl}^e(\infty) - \frac{1}{\omega} \int_0^\infty E_{kl}^e(t) \sin \omega t \, dt
\end{aligned} \tag{4.21}$$

식(4.21)로부터 메모리 영향함수의 정도를 검정할 수 있다. 또한, 외각요소 e 의 무한 주파수에서의 부가질량 $\mu_{kl}^e(\infty)$ 는 다음의 식에 따라 계산된다.

$$\begin{aligned}
\mu_{kl}^e(\infty) &= \mu_{kl}^e(\omega) + \frac{\text{Im}[E_{kl}^e(\omega)]}{\omega} \\
&= \mu_{kl}^e(\omega) + \frac{1}{\omega} \int_0^\infty E_{kl}^e(t) \sin \omega t \, dt
\end{aligned} \tag{4.22}$$

4.2 파강제력 및 모멘트

본 논문에서는 다방향 불규칙파 중에서의 파강제력 및 모멘트를 정확하게 평가하기 위하여, 파강제력과 모멘트의 시간이력(time history)을 주파수영역에서 구해지는 파강제력과 모멘트의 주파수 응답함수를 *Fourier* 변환함으로써 얻어지는 임펄스 응답함수를 콘볼루션 적분하여 구한다. 먼저, 외각요소 e 에 작용하는 파강제력 $\{F_w^e(t)\}$ 와 모멘트 $\{M_w^e(t)\}$ 는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\{F_{ex}^e(t)\} = \int_{-\infty}^{\infty} \{h_F^e(\tau)\} \zeta^e(t-\tau) d\tau \quad (4.23)$$

$$\{M_{ex}^e(t)\} = \int_{-\infty}^{\infty} \{h_M^e(\tau)\} \zeta^e(t-\tau) d\tau \quad (4.24)$$

여기서, $\{h_F^e(\tau)\}$ 및 $\{h_M^e(\tau)\}$ 는 외각요소 e 에 작용하는 파강제력과 모멘트의 임펄스 응답함수로서 다음과 같이 표현된다.

$$\{h_F^e(\tau)\} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \{H_F^e(\omega)\} e^{-i\omega\tau} d\omega \quad (4.25)$$

$$\{h_M^e(\tau)\} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \{H_M^e(\omega)\} e^{-i\omega\tau} d\omega \quad (4.26)$$

여기서, $\{H_F^e(\omega)\}, \{H_M^e(\omega)\}$ 는 각각 제2장의 주파수영역에서 구해지는 외각요소 e 에 작용하는 파강제력과 모멘트의 전달함수고, *Fourier* 변환에 의해 다음과 같이 표현된다.

$$\{H_F^e(\omega)\} = \int_{-\infty}^{\infty} \{h_F^e(\tau)\} e^{i\omega\tau} d\tau \quad (4.27)$$

$$\{H_M^e(\omega)\} = \int_{-\infty}^{\infty} \{h_M^e(\tau)\} e^{i\omega\tau} d\tau \quad (4.28)$$

제2장에서 설명한 방법으로 외각요소 e 의 파강제력과 모우먼트의 전달함수가 구해지면, 식(4.25), 식(4.26)의 *Fourier* 역변환에 의해 임펄스 응답함수를 계산할 수 있고 식(4.23), 식(2.24)에 의해 임펄스응답함수와 외각요소 e 에 대한 수면변위의 시간이력의 곱을 적분함으로써 외각요소 e 에 작용하는 파강제력과 모멘트의 시간이력을 구할 수 있다.

본 논문에서 외각요소 e 에 대한 시간 t 에서의 입사파 진폭 $\zeta^e(t)$ 를 다방향 스펙트럼 $S_\zeta(\omega, \theta_0)$ 를 가지는 랜덤파인 것으로 한다. 제10차 *ISSC*보고서에서 제시한 일반화된 단파정 해상을 고려하면, 외각요소 e 의 운동기준점의 좌표(x^e, y^e)에서 시간 t 일 때의 수면변위의 시간이력 $\zeta^e(x^e, y^e; t)$ 는 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{aligned}\zeta^e &= \int_0^\infty \int_{-\pi}^\pi \cos(k \cdot \vec{r}^e - \omega t + \epsilon) \sqrt{2 S_\zeta(\omega, \theta)} d\omega d\theta \\ &= \sum_{j=1}^M \sum_{k=1}^N \{2S_\zeta(\omega_j, \theta_k)\}^{\frac{1}{2}} \Delta\omega_j \Delta\theta_k \cos(k_j x^e \cos\theta_k + k_j y^e \sin\theta_k - \omega_j t + \epsilon_{jk})\end{aligned}\quad (4.29)$$

여기서, ϵ 은 $0 \sim 2\pi$ 에 걸쳐 균일 분포하는 임의의 위상이고, M 은 이산화된 파주파수의 수, N 은 회전각 증분의 수이다. 식(4.29)를 식(4.23), (4.24)에 대입하고 식(4.25), (4.26)의 관계를 이용하면, 다음의 파강제력이 구해진다.

$$\begin{aligned}\{F_{e.x}^e(t)\} &= \int_{-\infty}^\infty \{h_F^e(\tau)\} \zeta^e(t - \tau) d\tau \\ &= \int_0^\infty \int_{-\pi}^\pi \cos(k(x^e \cos\theta + y^e \sin\theta) - \omega t + \epsilon + \{\theta\}) \\ &\quad \cdot \sqrt{2 \{ |H_F^e(\omega)|^2 \} S_\zeta(\omega, \theta)} d\omega d\theta\end{aligned}\quad (4.30)$$

$$\begin{aligned}
\{M_{ex}^e(t)\} &= \int_{-\infty}^{\infty} \{h_M^e(\tau)\} \zeta^e(t-\tau) d\tau \\
&= \int_0^{\infty} \int_{-\pi}^{\pi} \cos(k(x^e \cos \theta + y^e \sin \theta) - \omega t + \epsilon + \{\theta\}) \\
&\quad \cdot \sqrt{2 \{ |H_M^e(\omega)|^2 \} S_{\zeta}(\omega, \theta)} d\omega d\theta
\end{aligned} \tag{4.31}$$

4.3 시간영역 운동방정식

이상과 같이 시간영역에서의 외각요소 e_j ($j = 1 \sim N$)에 작용하는 동유체력 및 파강제력과 모멘트를 구하고, 보요소로 분할된 상부구조의 취부절점에서의 값으로 고려하면, 전체 구조물에 대한 시간영역에서의 운동방정식을 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$([M] + [\mu(\infty)])\{\ddot{u}\} + \left[\int_{-\infty}^t E(t-\tau) \right] \{\dot{u}\} d\tau + [R]\{u\} = \{f(t)\} \tag{4.32}$$

여기서,

$\{\ddot{u}\}, \{\dot{u}\}, \{u\}$: 구조물 전체 절점의 가속도, 속도, 변위 벡터

$[M]$: 부가질량을 제외한 부체 및 상부구조물을 포함한 전체 질량 행렬

$[\mu(\infty)]$: 무한 주파수에서의 전체 부가 질량

$E(t)$: 전체 메모리 영향 함수

$[R]$: 전체 복원력 계수 행렬

$\{f\}$: 구조물 전체 절점에 작용하는 파강제력 벡터

이와 같이 식(4.32)의 운동방정식의 각 계수행렬 및 외력벡터의 값이 구해지면, 식(4.32)는 구조물 전체 절점에 대한 가속도, 속도 및 변위벡터를 미지수로 가지는 미분방정식이 된다. 식(4.32)과 같이 미분-적분 방정식으로 표현되는 운동방정식을 수치적으로 푸는 방법으로는 크게 중앙차분법, Houbolt법, Wilson θ 법, 그리고 Newmark- β 법 등이 있다.

본 논문에서는 일반적으로 지진 및 동하중하에서 구조물의 시간응답 해석에 적용되는 Newmark- β 법을 사용하여 다음과 같이 각 시간단계에서의 값들을 계산한다.

수치계산의 흐름을 간단히 설명하기 위해 시간 t 에서의 운동방정식을 다음과 같이 나타낸다.

$$M\ddot{u}(t) + \int_{-\infty}^t E(t-\tau) \dot{u}(\tau) d\tau + Ru(t) = f(t) \quad (4.33)$$

$$\text{여기서, } M = [M] + [\mu(\infty)]$$

먼저, 유체력을 무시하고, 선형변화에 의한 방법을 고려하면, 시간 $t + \Delta t$ 에서의 변위와 속도는 다음과 같다.

$$u(t + \Delta t) = u(t) + \Delta t \dot{u}(t) + \left(\frac{1}{2} - \beta \right) (\Delta t)^2 \ddot{u}(t) + \beta (\Delta t)^2 \ddot{u}(t + \Delta t) \quad (4.34)$$

$$\dot{u}(t + \Delta t) = \dot{u}(t) + \frac{\Delta t}{2} \ddot{u}(t) + \frac{\Delta t}{2} \ddot{u}(t + \Delta t) \quad (4.35)$$

식(4.34)과 식(4.35)의 시간 $t + \Delta t$ 에서의 변위와 속도를 식(4.33)에 대입하면, 시간 $t + \Delta t$ 에서의 가속도를 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\{M + \beta(\Delta t)^2 R\} \ddot{u}(t + \Delta t) = f(t + \Delta t) - K \left\{ u(t) + \Delta t \dot{u}(t) \left(\frac{1}{2} - \beta \right) (\Delta t)^2 \ddot{u}(t) \right\} \quad (4.36)$$

식(4.36)에서 얻어진 시간 $t + \Delta t$ 에서의 가속도를 식(4.34)와 식(4.35)에 대입하면 시간 $t + \Delta t$ 에서의 변위 및 속도가 얻어진다. 속도 벡터를 이용하여 메모리 영향 함수와의 컨볼루션 적분을 한 후, 이 값을 식(4.33)에 대입하여 $\ddot{u}(t + \Delta t)$ 을 다음의 식에 의해 구할 수 있다.

$$\ddot{u}(t + \Delta t) = M^{-1} \left[f(t + \Delta t) - \int_{-\infty}^t E u_{t+1}(\tau) d\tau - R u(t + \Delta t) \right] \quad (4.37)$$

$\ddot{u}(t + \Delta t)$ 가 수렴할 때까지 위의 방법을 반복한다.

이상과 같은 방법으로 각 시간마다의 변위, 속도, 가속도를 수치적으로 구할 수 있지만, 외력의 평균주파수를 고려하여 반복계산에서 만족할만한 수렴을 위해 적당한 시간증분을 취할 필요가 있다.

4.3 수치계산결과 및 고찰

먼저, Fig.4.1~Fig.4.5는 제2장의 수치계산에 사용된 VL10모델(제2장의 Yago모델)의 파상측 요소, 중앙요소, 파하측 요소에 대하여 식(4.18)에 의해 계산된 $t=0$ 인 순간의 관성력을 제외한 유체력인 메모리 영향함수의 대각요소를 각 운동모드별로 나타낸 것이다. 본 논문의 계산모델인 VL10에 대하여 Fig.4.1과 Fig.4.2의 파상측 요소와 Fig.4.4와 Fig.4.5의 파하측요소의 경우 모든 운동모드에 대하여 12 sec 이후의 메모리 영향은 무시할 수 있지만, Fig.4.3의 중앙부 요소의 Heave 및 Pitch 모드에 있어서는 20sec까지도 메모리 영향이 남아 있는 것을 볼 수 있다. Fig.4.6 ~Fig.4.9는 메모리 영향함수의 정도를 검증하기 위하여 특히 초대형부유식 해양구조물의 유탄성응답에 영향을 주는 Heave 모드에 대하여 메모리 영향함수의 *Fourier*변환에 의해 식(4.21)로부터 구해지는 부가질량 및 조파감쇠 계수를 3차원 특이점 분포법에 의해 주파수 영역에서 구해진 것과 비교하여 나타낸 것으로 서로 잘 일치함을 알 수 있으며, 시뮬레이션에 사용되는 메모리 영향함수가 충분한 정도를 가진다는 것을 알 수 있다.

Fig.4.10~Fig.4.15는 파 입사각이 180° 인 경우에 있어서, 식(4.25) 및 식(4.26)에 의해 주파수 영역에서 계산된 각 외각요소의 파강제력과 모멘트의 전달함수를 *Fourier*변환하여 구해지는 임펄스 응답함수를 각 운동모드에 대해 나타낸 것이다. 본 논문의 계산모델인 VL10을 구성하는 대부분의 외각요소인 경우 -8.0 ~8.0 sec 사이의 임펄스 응답함수만으로도 충분한 정도를 가질 수 있을 것으로 사료된다. 파상측의 요소(외각요소 번호 19 및 20)에 대하여는 8sec 이후로도 임펄스 영향이 다소 남아 있는 것을 볼 수 있는데, 이는 단독부체에서는 나타나지 않는 파진행방향으로 존재하는 다른 외각요소의 탄성거동에 의한 영향으로 사료된다.

Fig.4.16~Fig.4.18은 $\omega=2.0$ 인 규칙파 중의 파상측(외각요소번호 18번), 중앙부(외각요소번호 9번) 및 파하측(외각요소번호 1번) 외각요소의 Heave 운동 모드의 파

강제력 및 운동응답의 시간이력(time history)을 나타내고 있다. 당연한 결과로 파상측에서 파하측으로 갈수록 파강제력 크기 및 운동응답진폭이 줄어드는 것을 알 수 있는데, 이는 초대형부유식 구조물의 경우 강체해석이 아닌 탄성해석을 해야함을 보여주는 단적인 결과이다. Fig.4.19~Fig.4.21은 시간영역 응답 시뮬레이션의 정도를 검증하기 위하여 시간영역에서 계산된 정상상태에서의 Heave 운동응답 결과(●)를 제2장의 주파수영역에서 계산된 운동응답(○)과 비교한 것으로 주파수 영역 계산치와 잘 일치함을 알 수 있다. 특히 초대형부유식 해양구조물의 유탄성응답에 가장 큰 영향을 미치는 것으로 알려진 저주파수 영역의 응답의 경우 구조강성에 의한 영향은 거의 나타나지 않는다. 이는 장폭비가 크고 흘수가 아주 작은 박판형 초대형부유식 구조물의 경우 강성이 극히 적어지기 때문에, 구조물의 탄성응답에 대한 기여가 극히 미비할 것으로 사료된다.

이상의 결과에서 시간영역 시뮬레이션의 타당성이 검증되었으며, Fig.4.22~Fig.4.24는 시간영역에서의 한방향 불규칙파 및 다방향불규칙파 시간이력 및 VL10의 Heave 운동의 시간이력을 나타내고 있다. 구조물의 탄성응답에 대하여 평가하기 위하여 규칙파와 마찬가지로 파상측, 중앙부, 파하측의 대표요소(외각요소 1,9,18번)에 대한 응답을 나타내었다. 계산에 사용된 불규칙파 스펙트럼은 유의파고 1.0cm, 평균주기 0.78sec인 ISSC스펙트럼이고, 시간은 200sec까지 0.02sec 씩 증분시키면서 계산을 수행하였다. 다방향파의 경우에 있어서 방향분포함수에 대하여는 제3장과 동일하게 $\cos^2\theta$ 로 두었다. 제3장의 주파수영역에서의 결과와 마찬가지로 시간영역에서의 최대응답도 한방향파보다 다방향파 중에서 크게 나타난다. Fig.4.24 및 Fig.4.25의 장파정, 단파정 불규칙파중의 Heave 운동응답에 대하여는 Ohmatsu⁶³⁾의 결과에서도 볼 수 있듯이 장주기 운동특성이 나타난다. 구조물의 단부에서보다 중앙부에서 큰 주기의 운동특성이 나타난다.

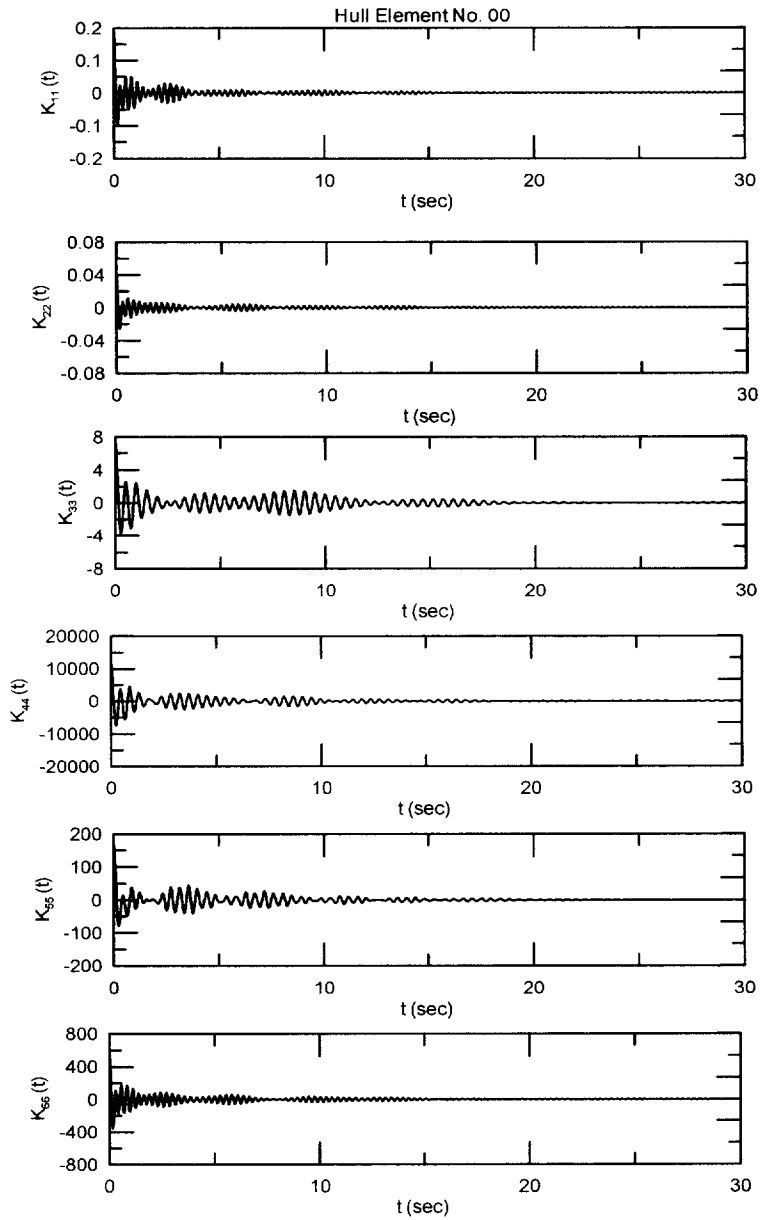


Fig.4.1 Memory effect function for motions of hull number 0

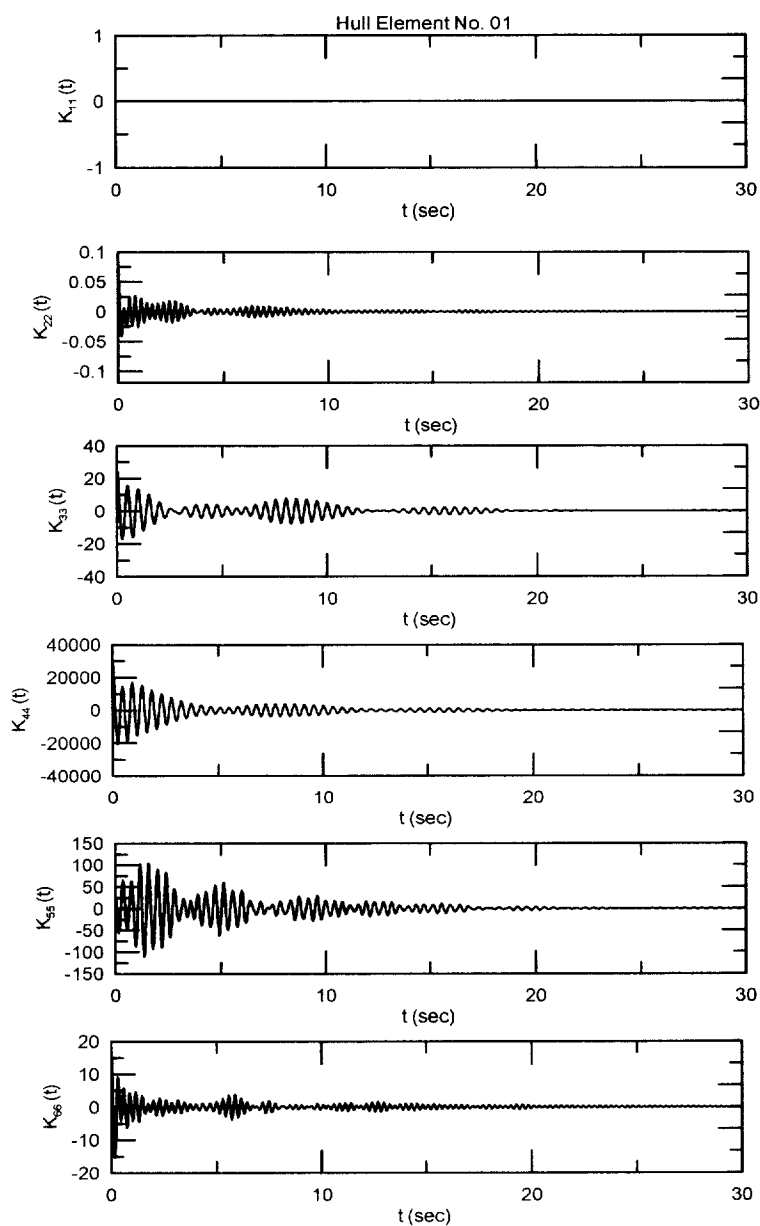


Fig.4.2 Memory effect function for motions of hull number 1

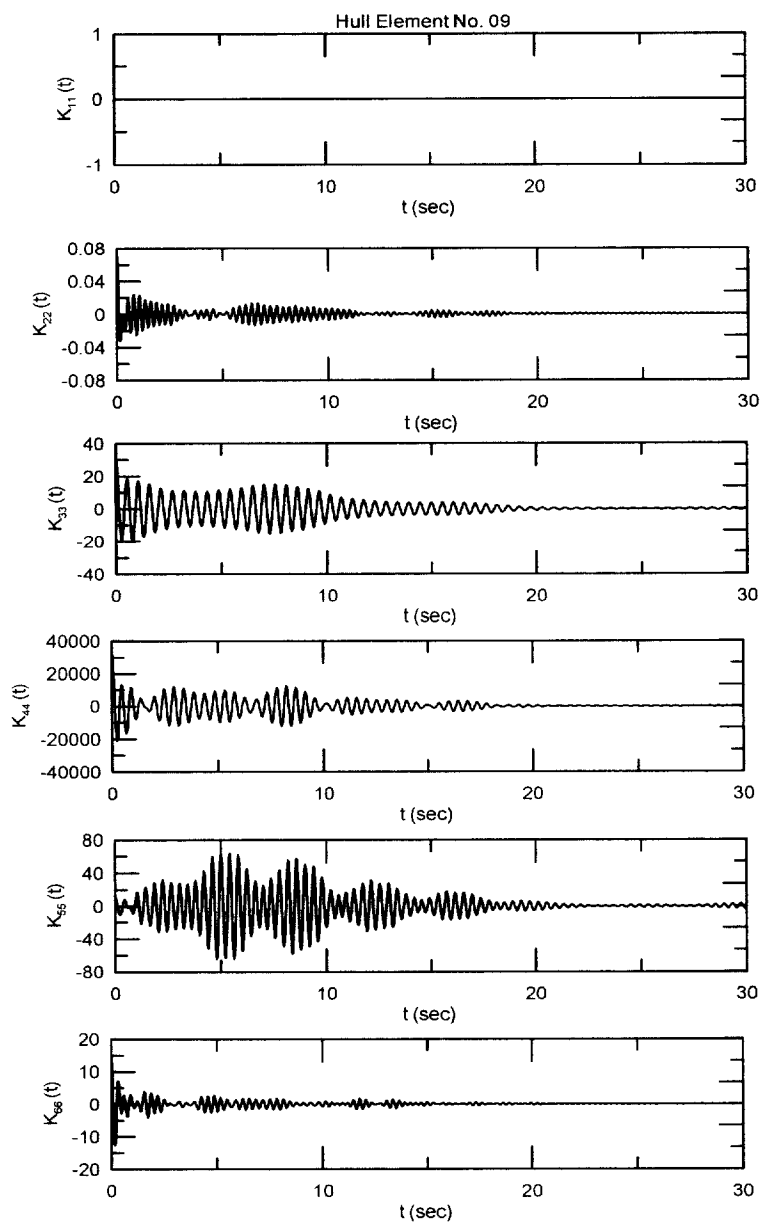


Fig.4.3 Memory effect function for motions of hull number 9

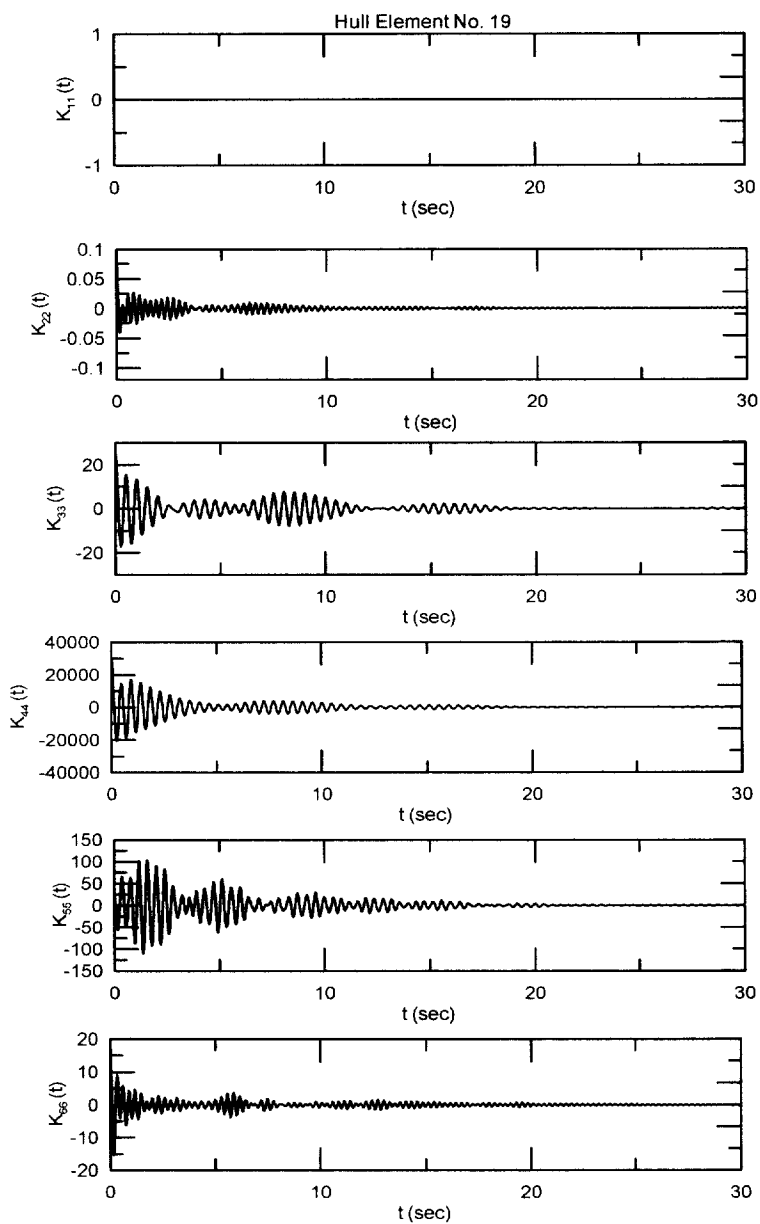


Fig.4.4 Memory effect function for motions of hull number 19

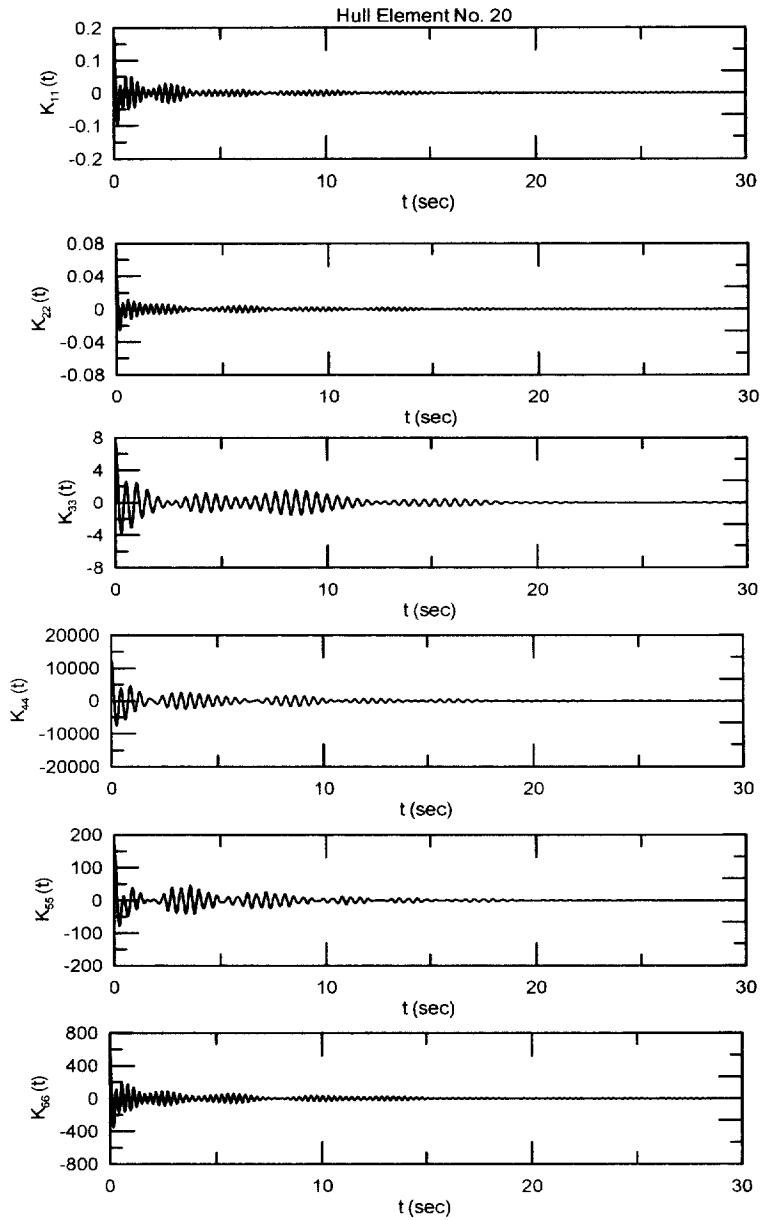


Fig.4.5 Memory effect function for motions of hull number 20

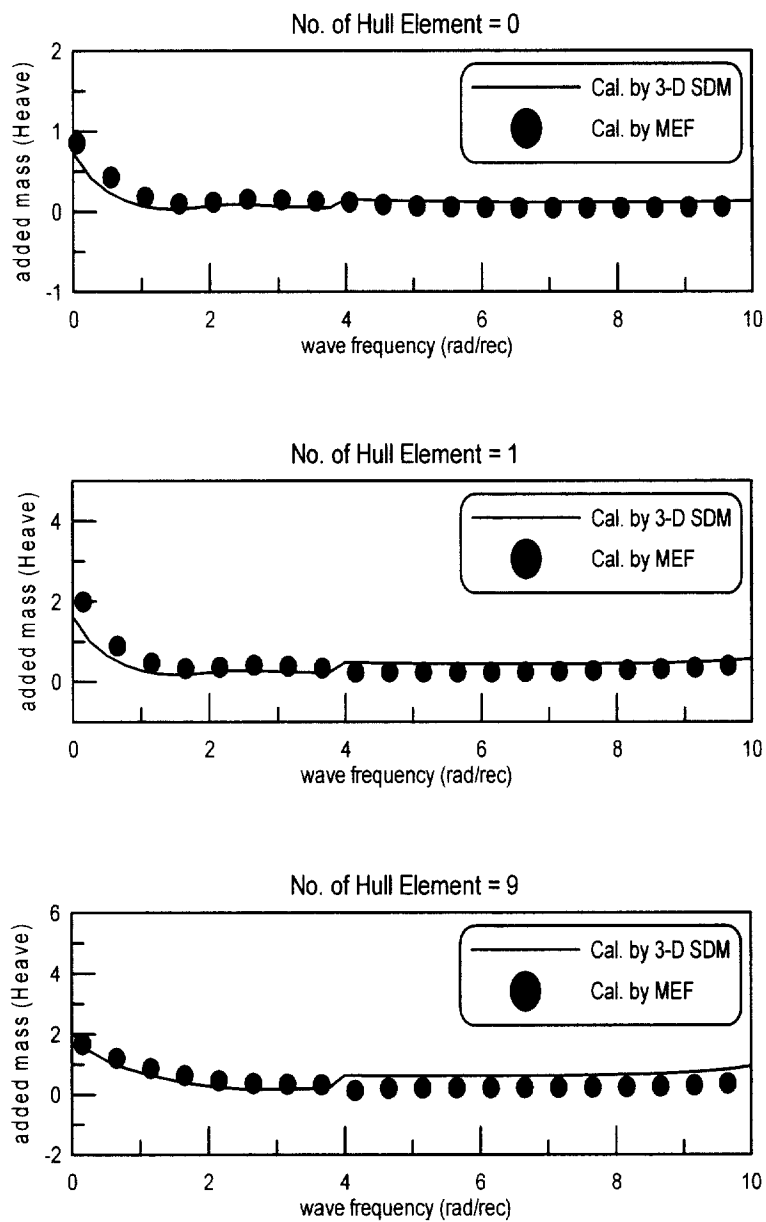


Fig.4.6 Added masses for heave motion

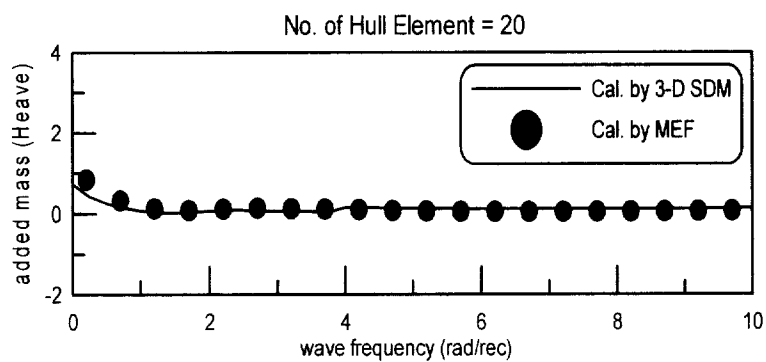
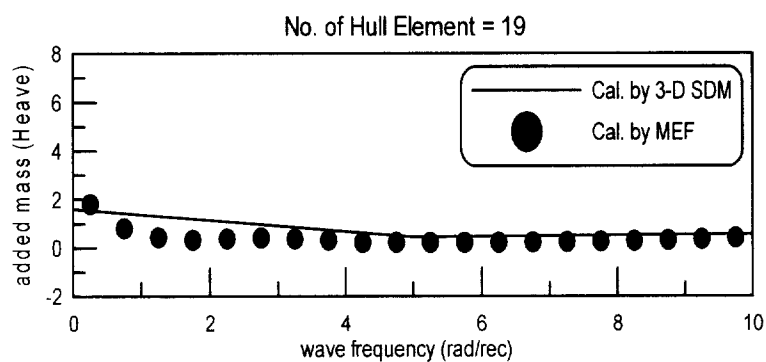
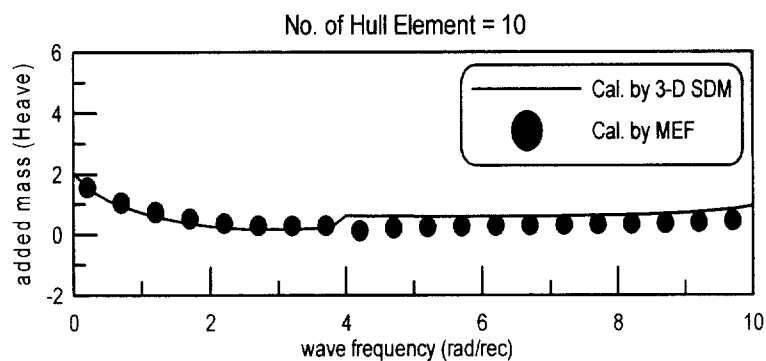


Fig.4.7 Added masses for heave motion

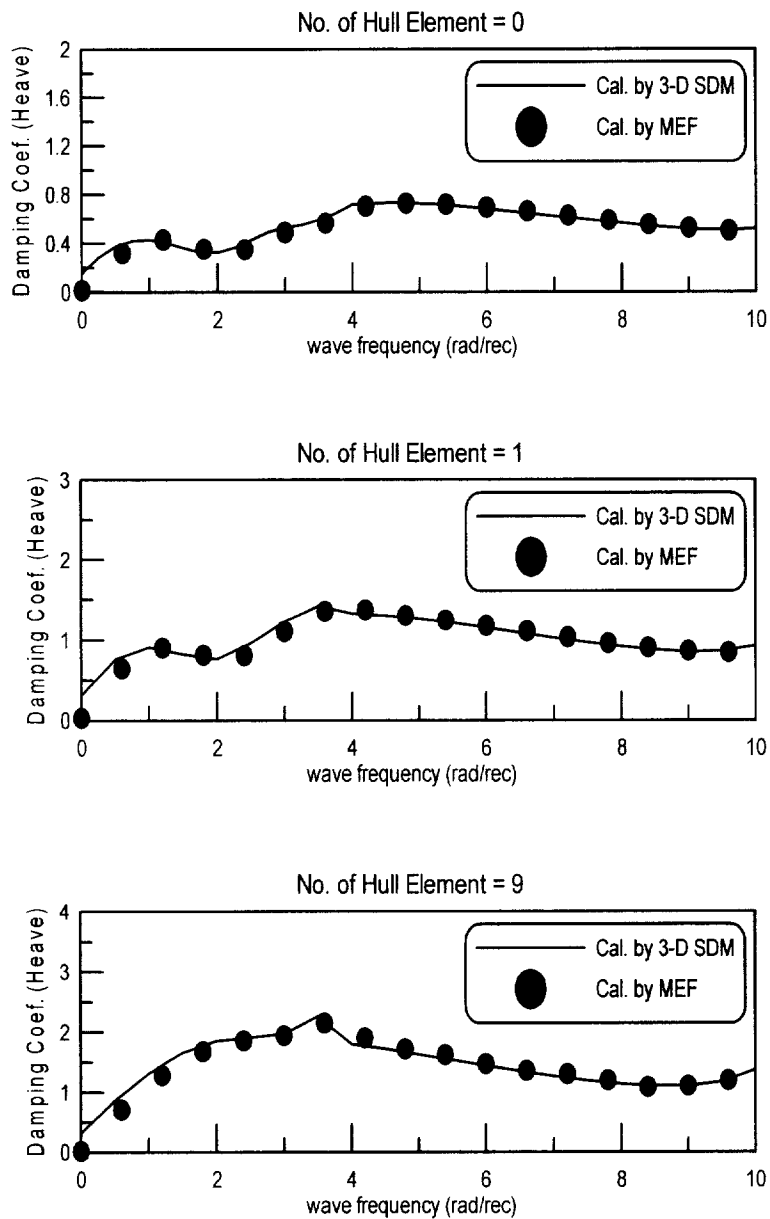


Fig.4.8 Damping coefficients for heave motion

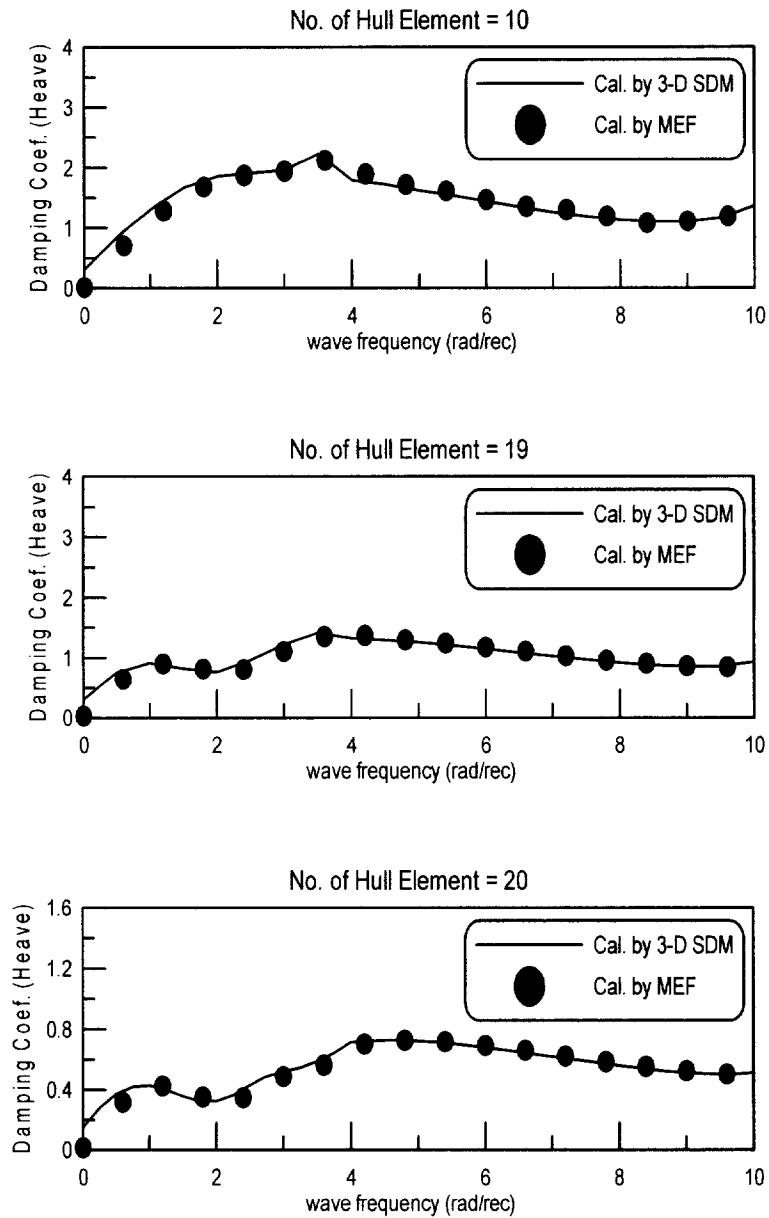


Fig.4.9 Damping coefficients for heave motion

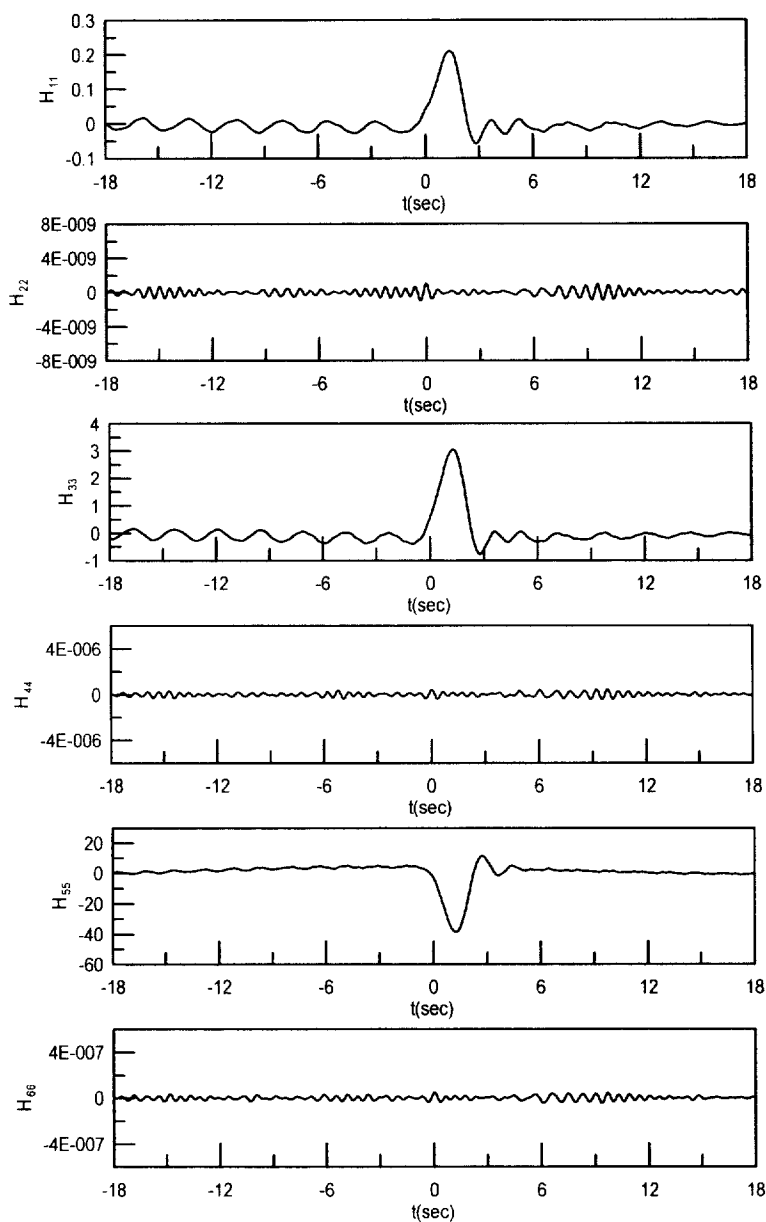


Fig.4.10 Impulse response functions for wave exciting force
of hull number 00

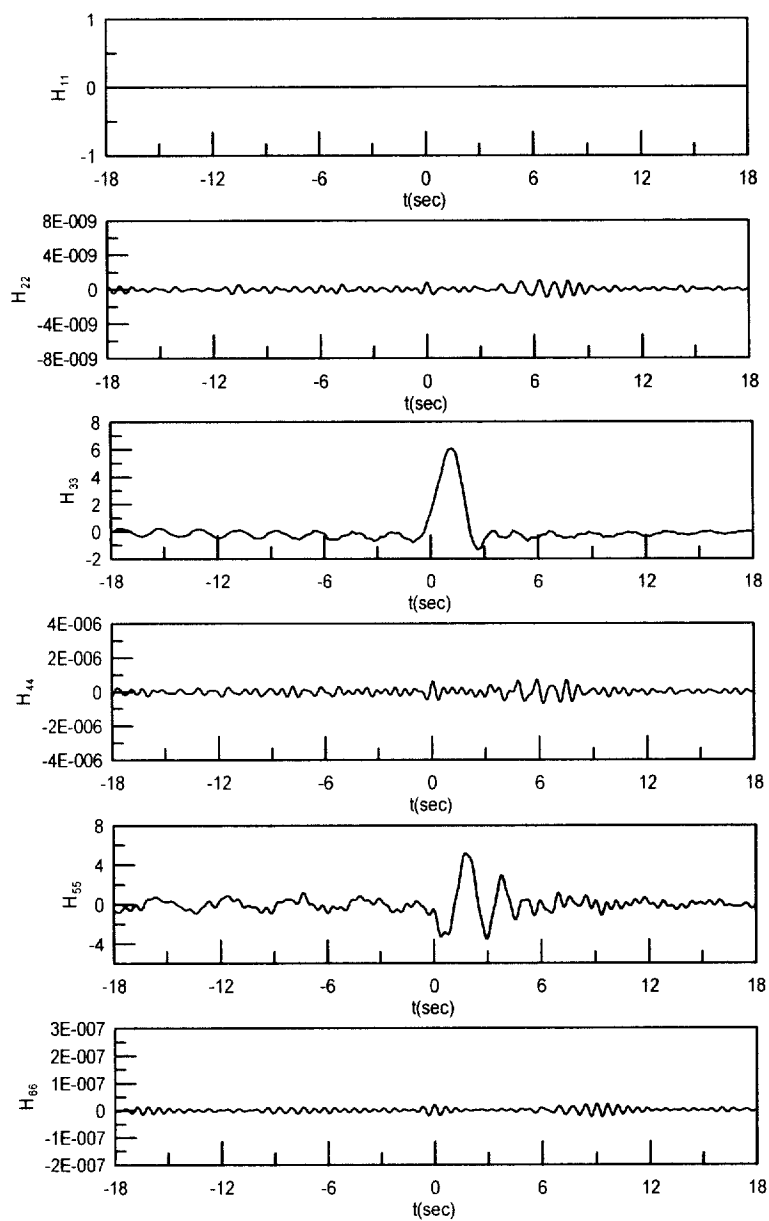


Fig.4.11 Impulse response functions for wave exciting force
of hull number 01

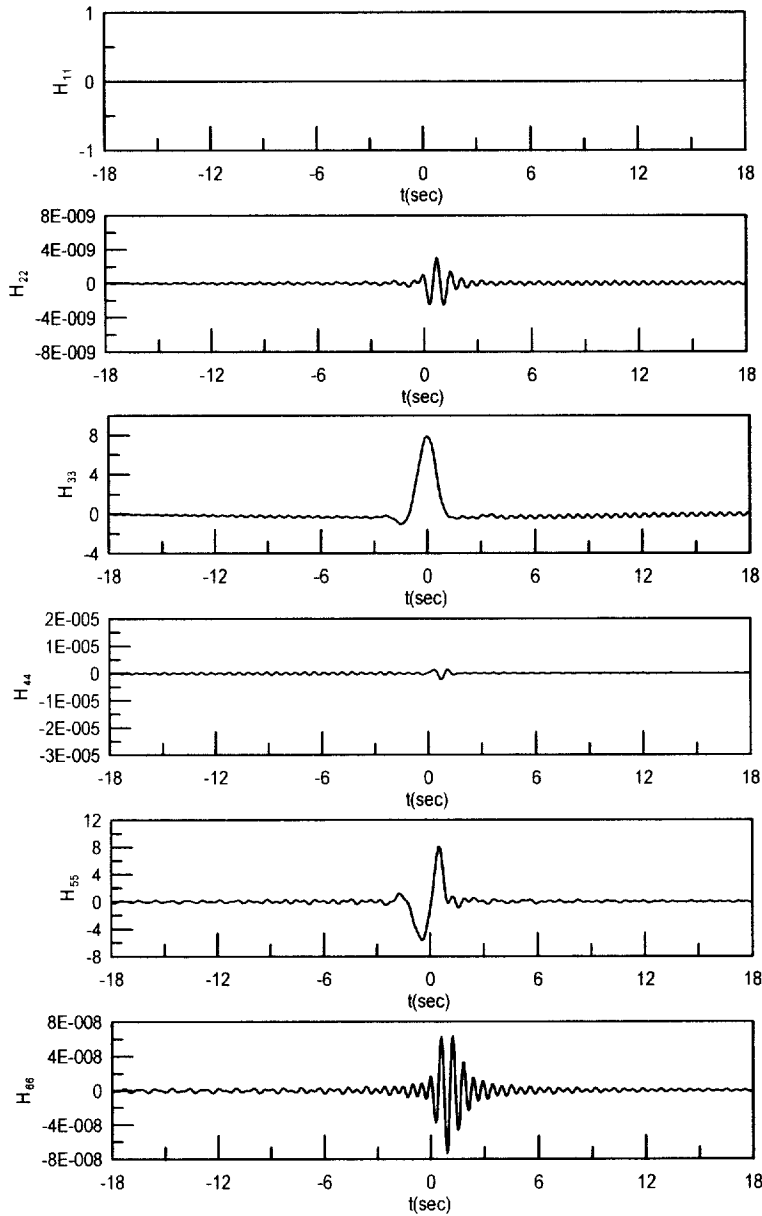


Fig.4.12 Impulse response functions for wave exciting force
of hull number 09

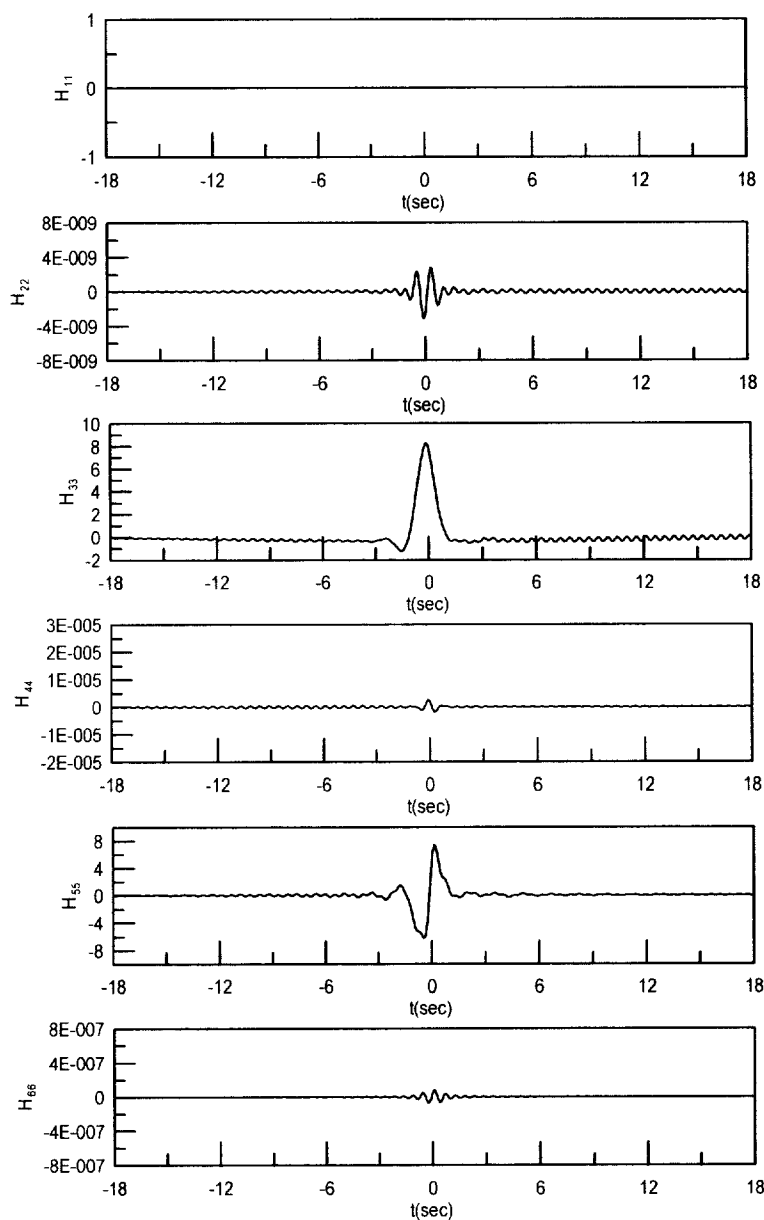


Fig.4.13 Impulse response functions for wave exciting force
of hull number 10

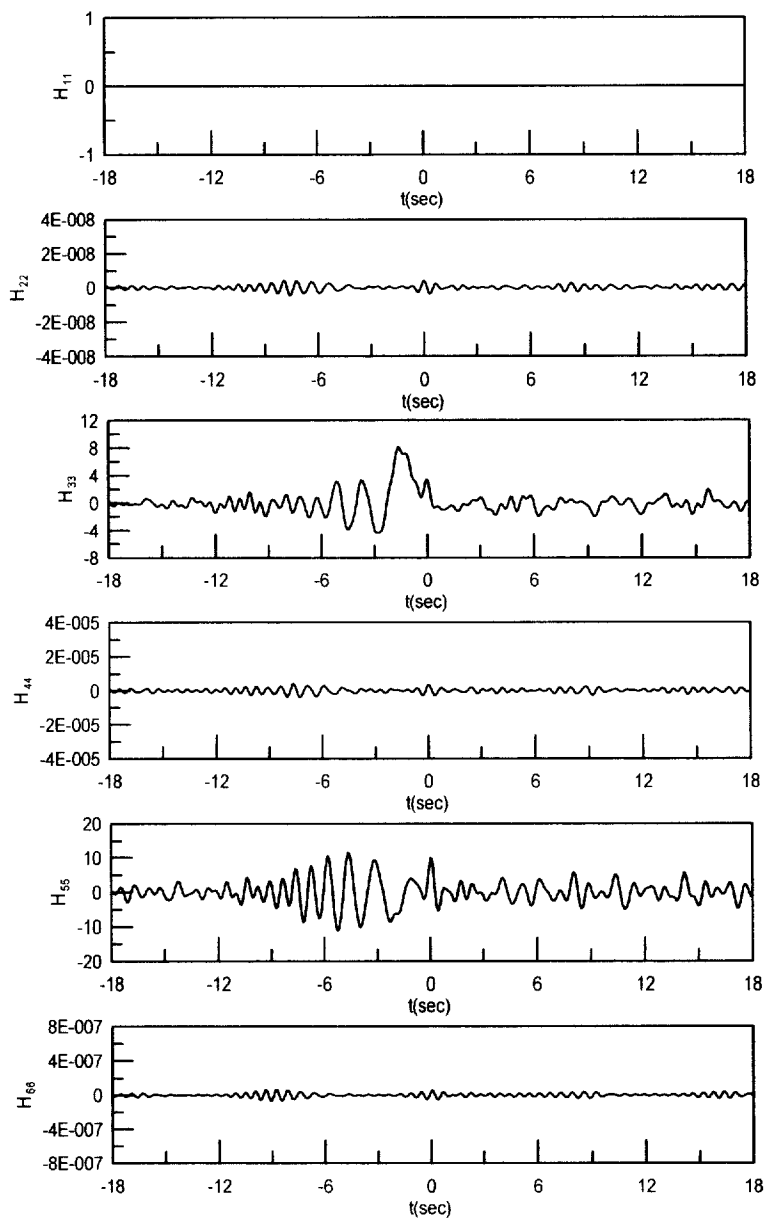


Fig.4.14 Impulse response functions for wave exciting force
of hull number 19

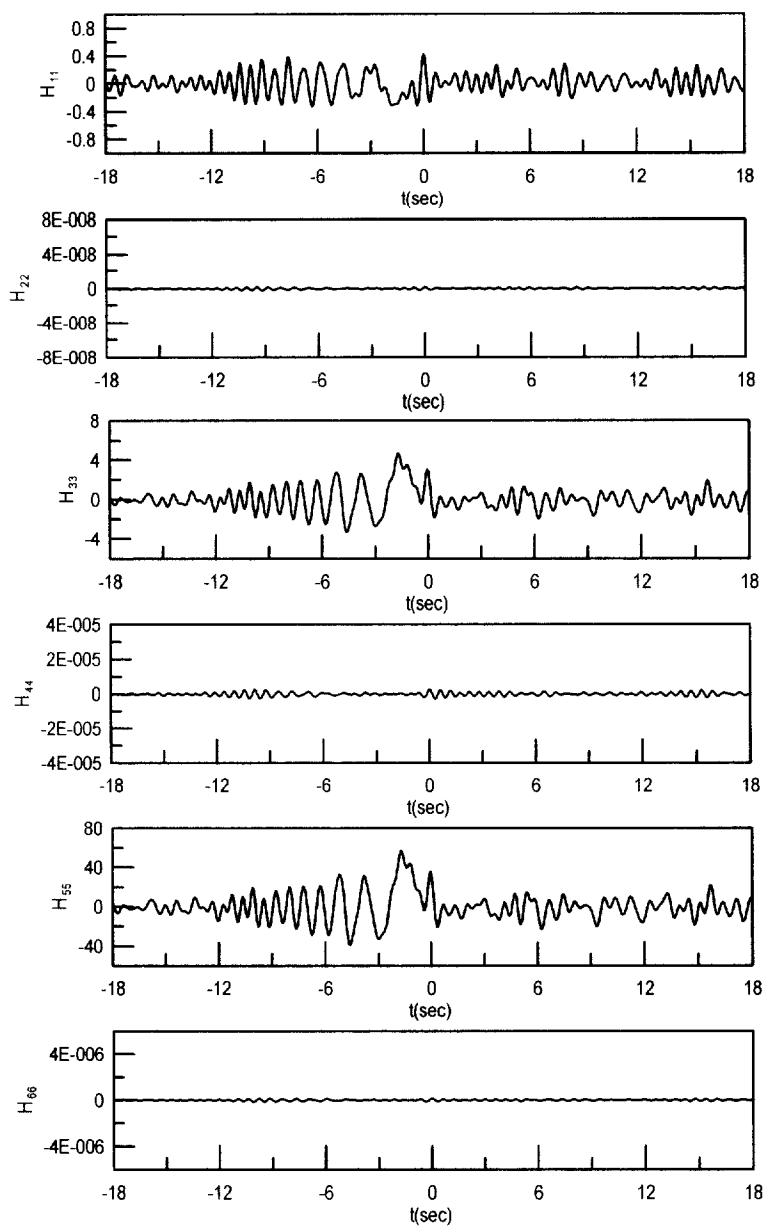


Fig.4.15 Impulse response functions for wave exciting force
of hull numberr 20

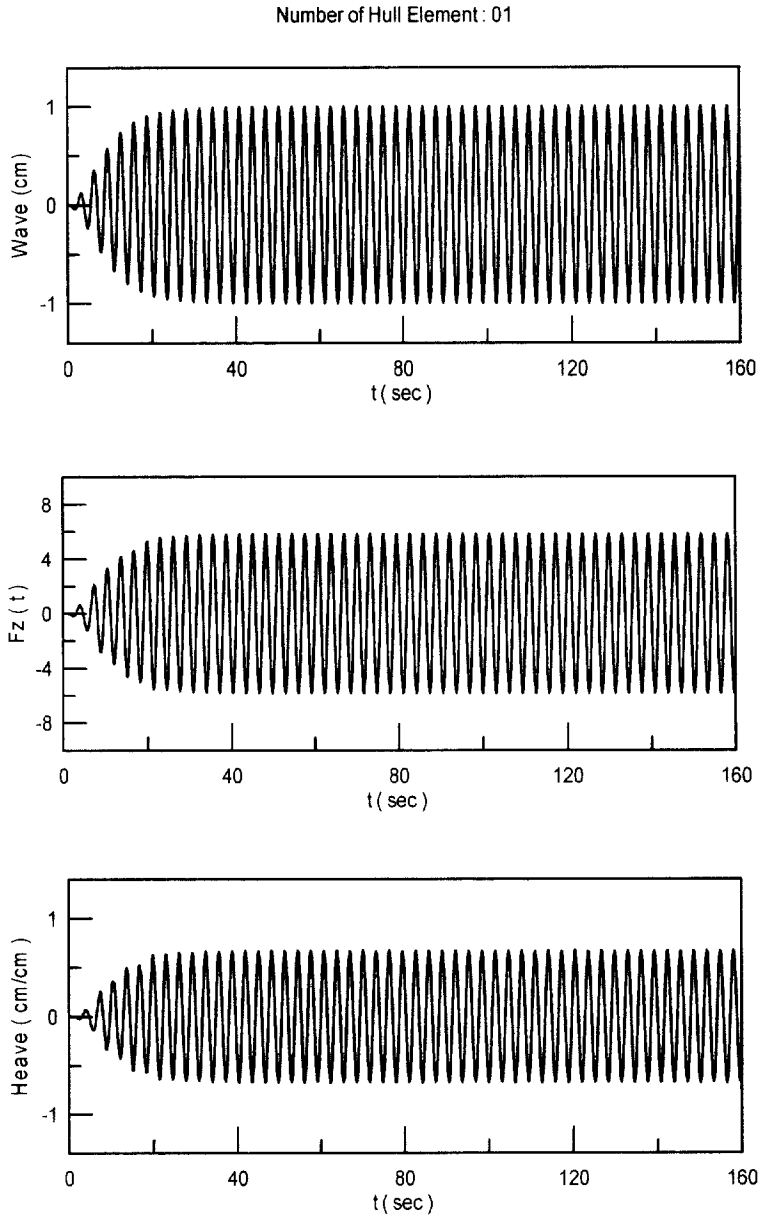


Fig.4.16 Time histories of responses in regular waves
(Number of hull element = 01, $\beta=180^\circ$, $\omega=2.0$)

Number of Hull Element: 09

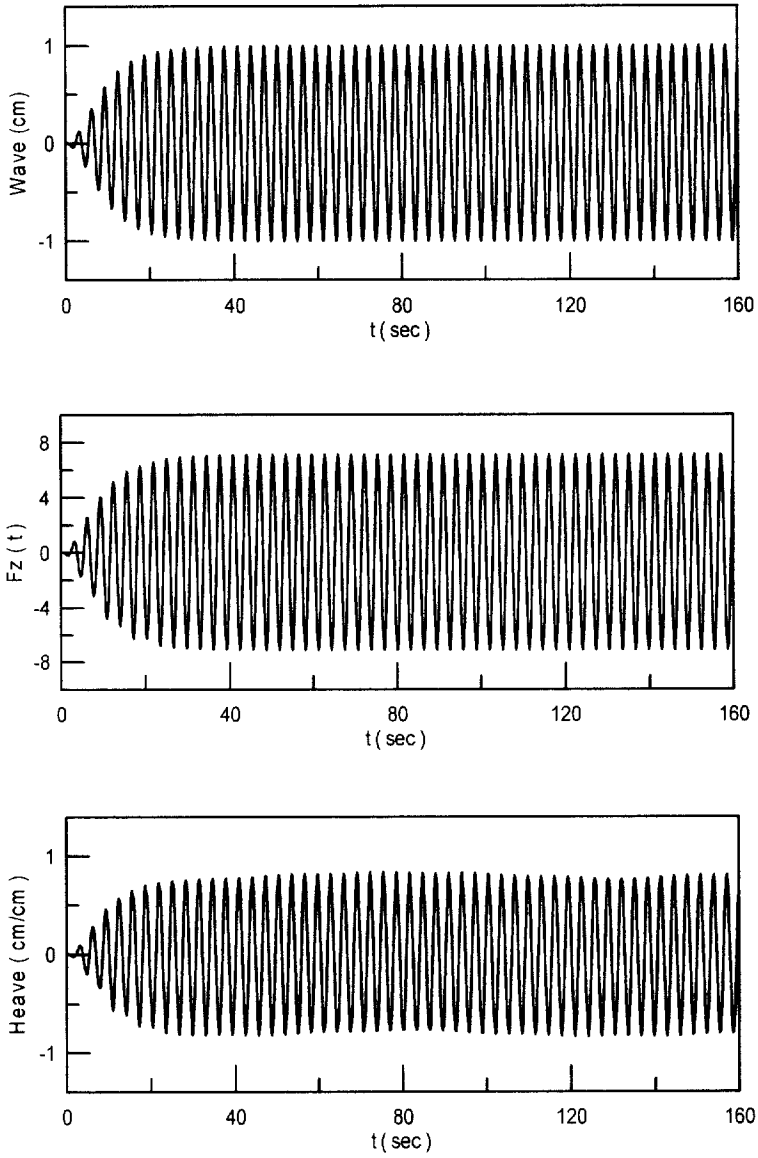


Fig.4.17 Time histories of responses in regular waves
(Number of hull element = 09, $\beta=180^\circ$, $\omega=2.0$)

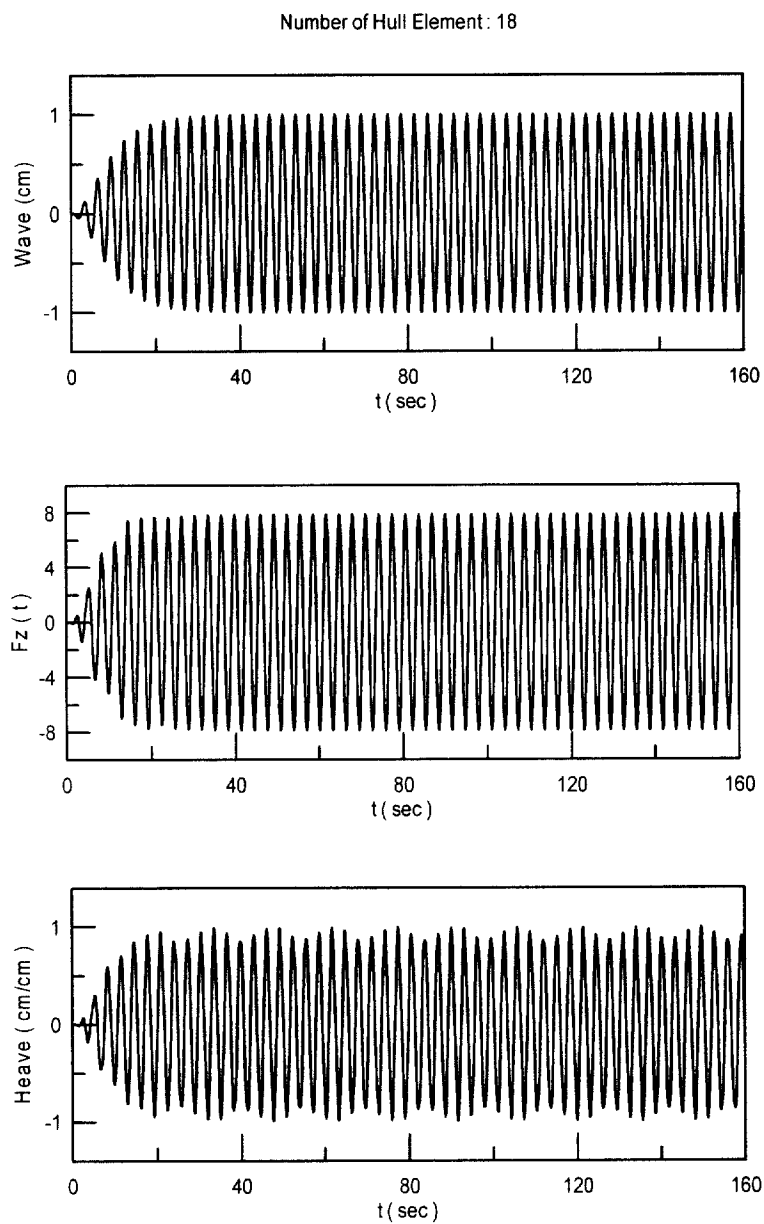


Fig.4.18 Time histories of responses in regular waves
 (Number of hull element = 18, $\beta=180^\circ$, $\omega=2.0$)

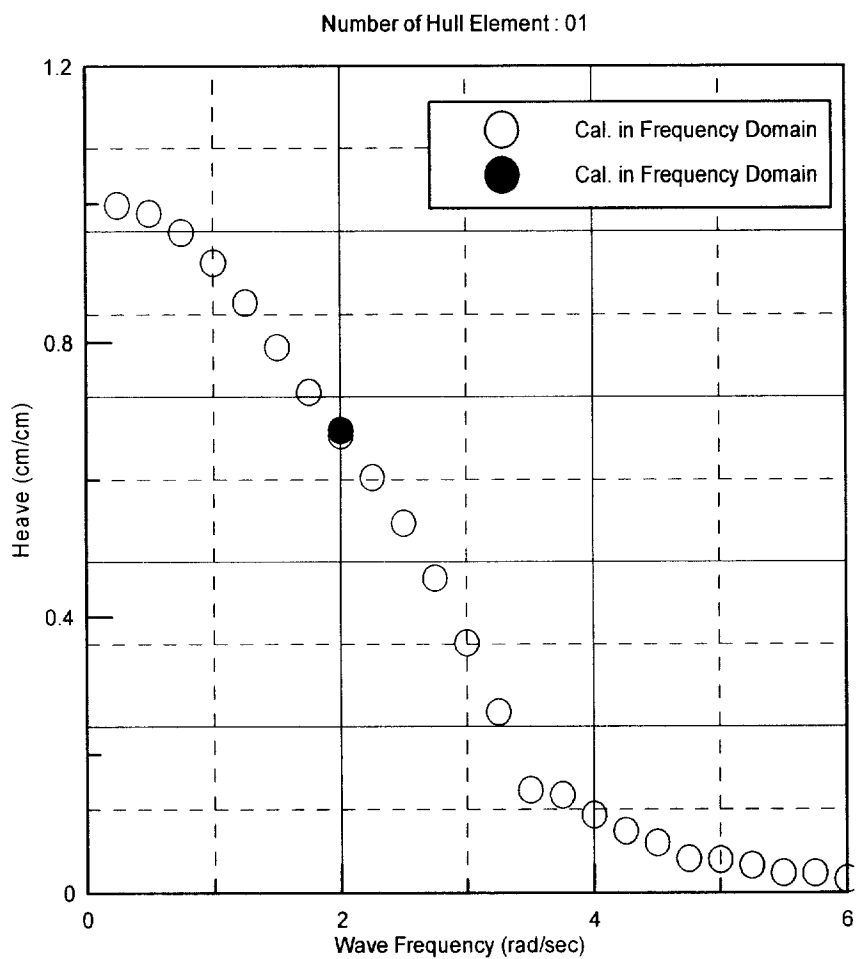


Fig.4.19 Comparision of the heave motions on hull number 01
in time and frequency domain

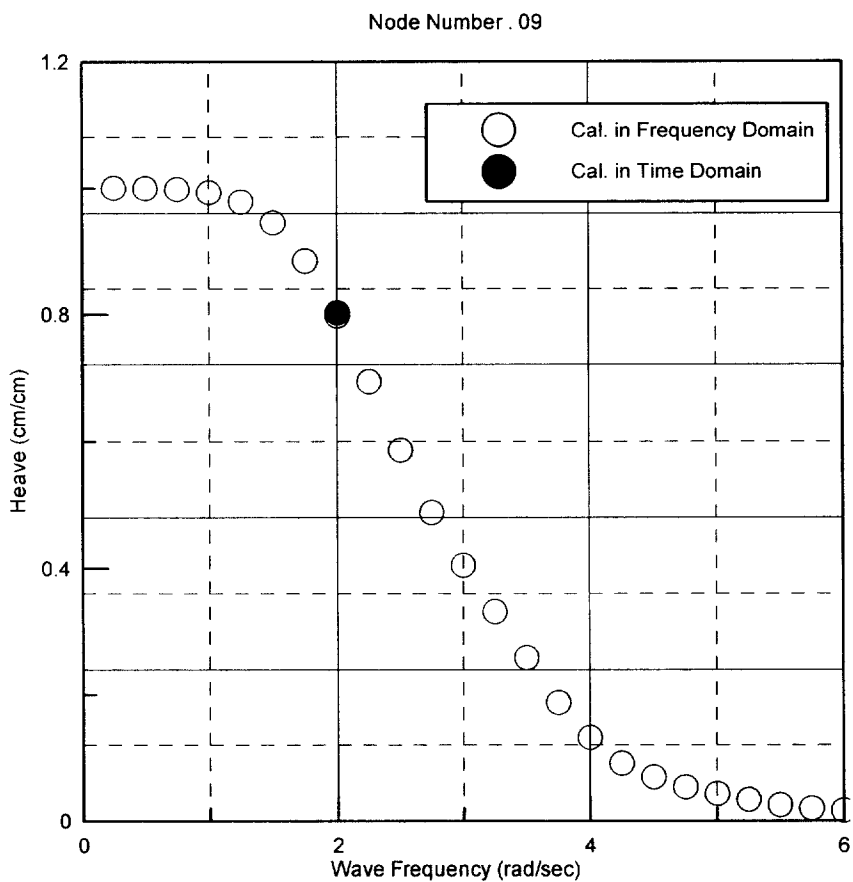


Fig.4.20 Comparison of the heave motions on hull number 09
in time and frequency domain

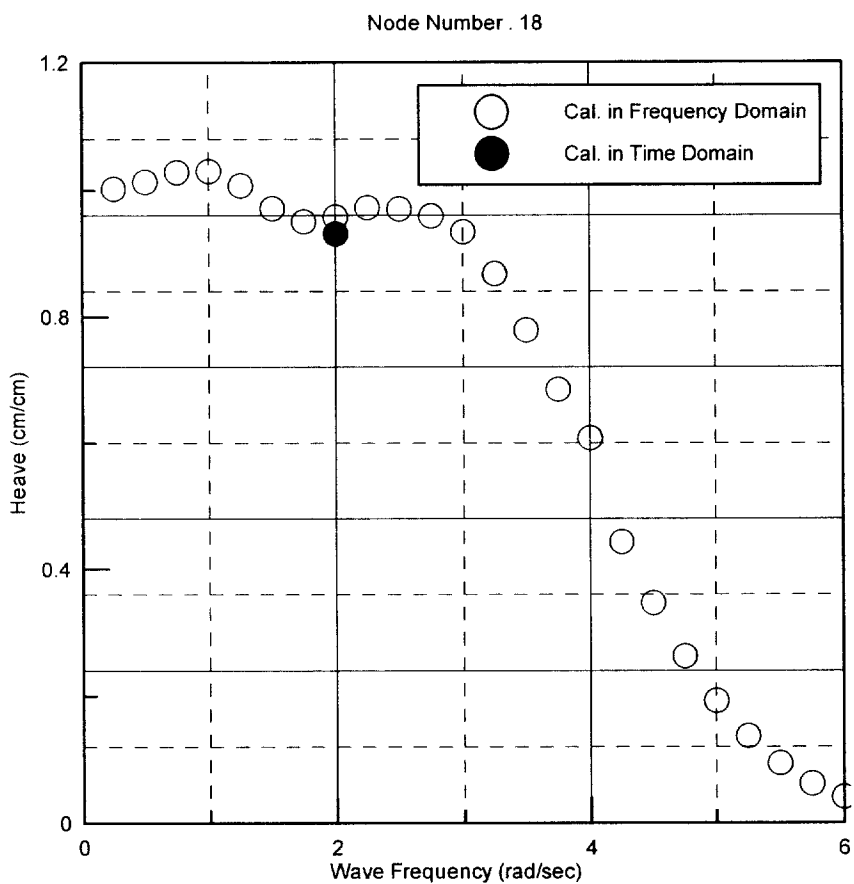


Fig.4.21 Comparison of the heave motions on hull number 18
in time and frequency domain

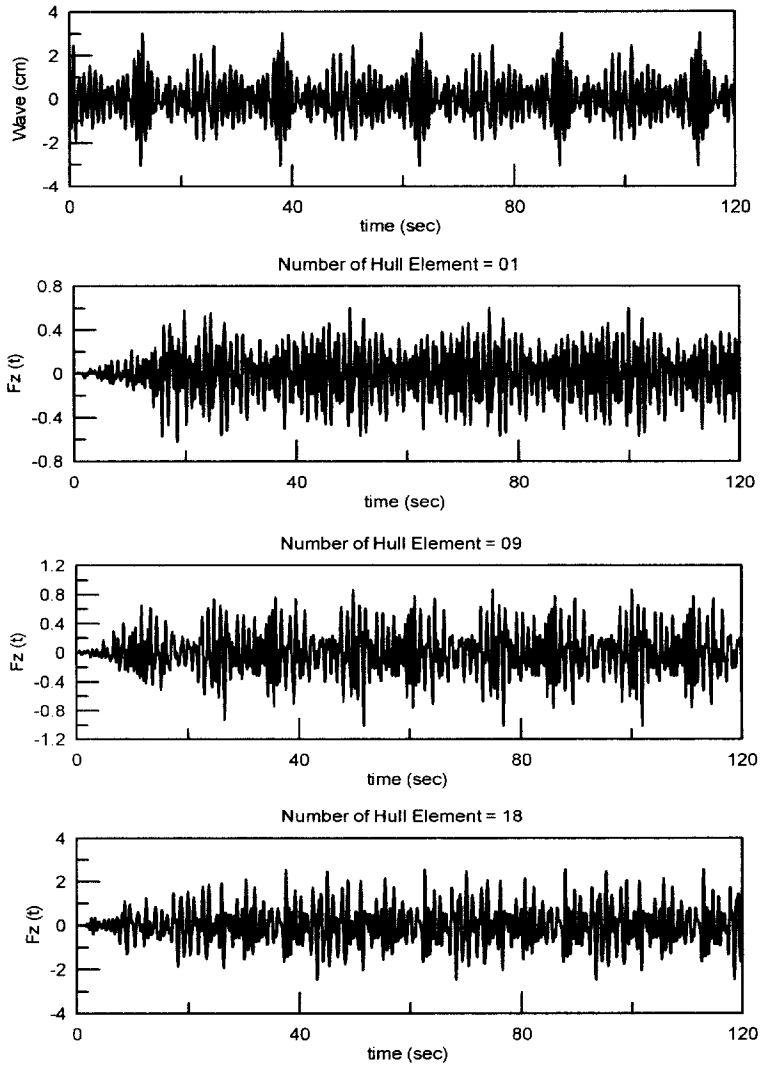


Fig.4.22 Time histories of wave exciting forecs
in one directional irregular waves

($\beta_0=180^\circ$, $H_{1/3}=1.0cm$, $T_{1/3}=0.78sec$)

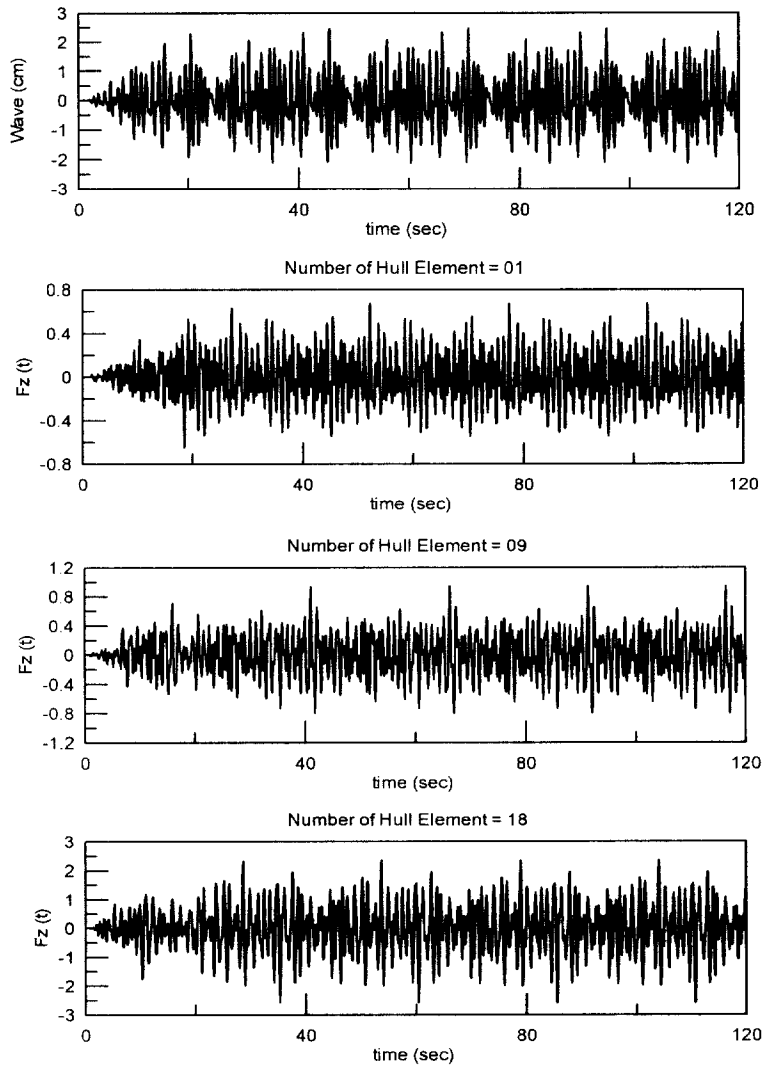


Fig.4.23 Time histories of wave exciting forecs
in multi-directional irregular waves
($\beta_0=180^\circ$, $H_{1/3}=1.0\text{cm}$, $T_{1/3}=0.78\text{sec}$)

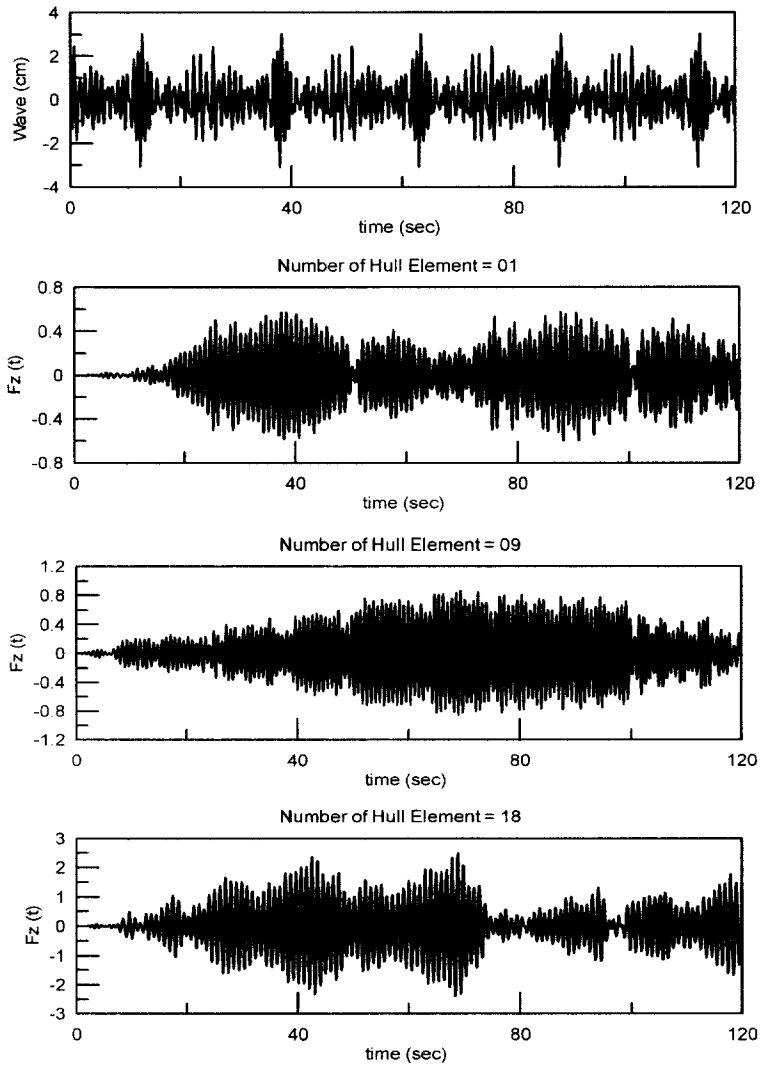


Fig.4.24 Time histories of heave motion response
in one directional irregular waves
($\beta_0=180^\circ$, $H_{1/3}=1.0\text{cm}$, $T_{1/3}=0.78\text{sec}$)

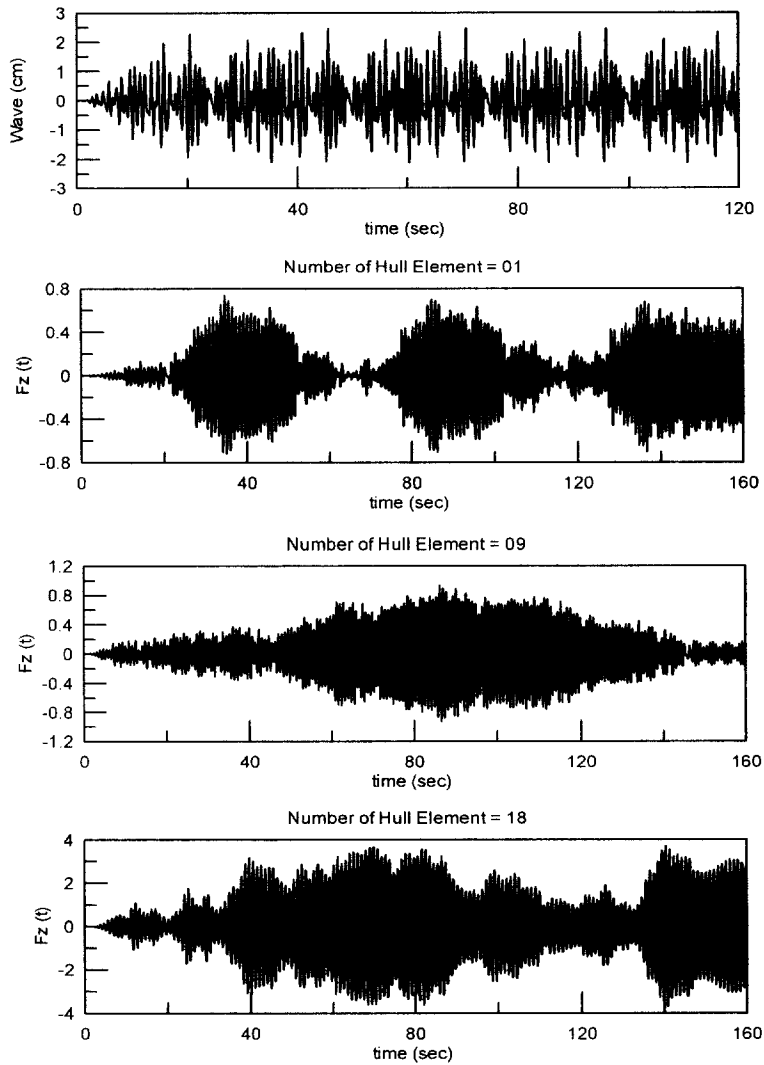


Fig.4.25 Time histories of heave motion response
in multi-directional irregular waves
($\beta_0=180^\circ$, $H_{1/3}=1.0\text{cm}$, $T_{1/3}=0.78\text{sec}$)

제 5 장 결 론

본 논문에서는, 최근 해양공간이용의 대표적인 구조물로서 많은 관심을 모으고 있는 초대형 부유식 해양구조물의 파랑 중 탄성응답에 대하여 동적응답을 규칙파, 장파정 및 단파정 불규칙파에 대하여 해석하였다. 또한 주파수영역에 대한 응답을 시간영역으로 확장하여 해석하였다.

먼저, 구조물 전체의 회전운동에 의한 동유체력과 각 외각요소의 회전운동에 의한 동유체력의 영향을 각각 적용하여 초대형 부유식 구조물의 탄성응답을 정도 좋게 해석하였다. 계산된 결과는 Yago 등의 탄성응답 해석법에 의한 결과 및 실험치와 비교·검토하여 타당성을 검정하였다.

실해역에서의 초대형 부유식 구조물의 유탄성 응답특성을 평가하기 위하여 단파정 불규칙파 중의 초대형 부유식 해양구조물의 응답특성을 해석하였다. 규칙파 중에서 각 외각요소들의 응답을 정도 좋게 얻을 수 있으면, 그 값을 주파수응답함수로 이용하고 스펙트럴 해석법에 적용하여 다방향 불규칙파의 중의 초대형 부유식 해양구조물의 응답을 계산할 수 있다. 본 계산기법의 타당성 및 유효성을 검증하기 위하여 Ohta의 실험치와 서로 비교·검토하였다.

각 외각요소에 대하여 파강제력 주파수 응답함수를 *Fourier* 변환함으로써 임펄스 응답함수를 구하고, 임펄스 응답함수를 수면변위와 콘볼루션 적분하여 규칙파와 장파정 및 단파정 불규칙파에서의 파강제력을 평가하였다. 매시간 단계마다 변동하는 동유체력의 영향은 메모리 영향함수를 운동속도와 콘볼루션 적분하여 구하였다. 각 외각요소에 대하여 구해진 운동방정식의 각 계수들을 전체구조물에 대하여 확장하여 탄성구조물 전체에 대한 응답을 해석하였다. 시간영역에서의 운동방정식은 *Newmark- β* 법에 의해 계산하고, 주파수 영역에서 계산된 결과와 비교·검토하여 타당성을 검증하였다.

본 논문에서 취급한 계산모델 및 계산조건 하에서 얻어진 주요한 결론은 다음과 같다.

(1) 파랑 중 초대형부유식 구조물의 탄성응답을 실용적으로 정도 좋게 추정할 수 있는 탄성응답 해석법을 개발하였다.

(2) Yago의 바아지식 부유구조물에 대한 실험 및 계산치와 본 탄성응답 해석법에 의한 계산치를 서로 비교·검토한 결과 본 계산기법의 타당성이 검증되었다.

(3) 입사파의 파장이 짧아질수록 수직변위 응답이 작게 나타나기 때문에 각 외각요소의 회전운동에 의한 방사유체력의 영향이 작게 나타나고 있다.

(4) 본 논문에서 개발된 프로그램은 고유모드를 구하기 힘든 다양한 형상이나 강성의 분포가 부분적으로 달라지는 실제 초대형 부유식 구조물의 탄성응답 해석에 경제적이고 합리적으로 이용될 수 있을 것으로 사료된다.

(5) 장파정 불규칙파보다 단파정 불규칙파 중의 응답이 크게 나타나기 때문에 실제 해상상태를 고려할 경우 단파정 불규칙파에 대한 응답이 평가되어야 함을 알 수 있다.

(6) 본 논문의 시간영역에서의 규칙파 및 불규칙파 중의 응답 해석법은 파랑 중 초대형 부유식 구조물의 정확한 탄성응답을 예측 할 수 있어 구조설계시 피로강도설계의 기초자료를 제공 할 수 있을 것으로 사료된다.

참고문헌

- 1) 寺井精英, “海洋情報都市”, TBSブリタニカ, 1986.
- 2) 日本産業機械工業會, “浮體人工都市實現化の調査研究報告書”, 1990.
- 3) 日本海洋開發建設協會, “21世紀に向けてこれからの海洋開發”, 山海堂, pp.26-33, 1988.
- 4) 安藤定雄ほか, “浮體工法による海上空港建設に係わる評價のための技術調査研究”, 船舶技術研究所報告別冊, 第4號, 1983.
- 5) Chow, P.Y. et al., “Engineering Concepts for Design and Construction of Very Large Floating Structures”, Proceedings of the First International Workshop on Very Large Floating Structures, pp.97-106, 1991.
- 6) Baschieri, M. and Bellincioni, P., “Prestressed Concrete Floating Airport”, Proceedings of the First International Workshop on Very Large Floating Structures, pp.421-436, 1991.
- 7) 吉田宏一郎ほか, “中水深域空間利用構造體の開発”, 半潛水式リング狀構造體の検討, 日本造船學會論文集, 第165號, pp.203-213, 1989.
- 8) 吉田宏一郎ほか, “中水深域空間利用構造體の開発(その2), 碇着, 免震システムの開発と構造體の最適化”, 日本造船學會論文集, 第170號, pp.619-629, 1991.
- 9) Hickey, E.I. et al., “Mobile Offshore Bases”, Proceedings of the First International Workshop on Very Large Floating Structure, pp.133-148, 1991.
- 10) Riggs, H.R. and Ertekin, R.C., “Approximate Methods for Dynamic Response of Multi-Module Floating Structures”, Proceedings of the First International Workshop on Very Large Floating Structure, pp.333-354, 1991.
- 11) 平山次清, ほか, “長壽命浮体海上空港の波浪中應答特性”, 日本造船學會論文集, 第177, 178, 179號, 1995, 1996.
- 12) Maeda, H. et al., “Hydroelastic Responses of Pontoon Type Very Large Floating Offshore Structure”, Journal of the society of naval architects of Japan, Vol.178, pp.203-212, 1995.
- 13) Murai, M. Kagemoto, H. and Fujino, M., “On the Predictions of Hydroelastic

Behaviours of a Huge Floating Structure in Waves - A Pontoon-type Floating Structure”, Journal of the society of naval architects of Japan, Vol.178, pp.213-224, 1995.

- 14) Mikio Takaki, Xiehong Gu, “Motions of of Floating Elastic Plate in Waves”, 日本造船學會論文集, 第180號, pp.331-339, 1996.
- 15) 矢後清和,遠藤久芳,“淺喫水箱型浮体の波浪中弾性應答について(大型模型による水槽試験)”, 日本造船 學會論文集, 第180號, pp.341-352, 1996.
- 16) 前田久明,増田光一,宮島省吾,居駒和樹,“ポンジ-ン型超大型浮体式海洋構造物の波浪中弾性應答に關する研究(第2報 淺海影響と漂流力)”, 日本造船學會論文集, 第180號, pp.365-371, 1996.
- 17) 村井基彦,影本浩,藤野正隆,“超大型浮体の波浪中弾性舉動の推定法について(第2報)”, 日本造船學會論文集, 第181號, pp.123-134, 1997.
- 18) 馬寧, 平山次清, 佐藤直章, “多柱式セミサブ型超とポンシ-ン型大型浮體の波浪中弾性應答の比較”, 日本造船學會論文集 第180號, pp.353-363, 1996.
- 19) Toki, N., "A Study on the Behavior of Huge Floating Structure in Regular Waves", Journal of Society of Naval Architects of Japan, Vol.146, pp.185-194, 1979.
- 20) Endo, H., “浮遊式可撓性プラシトフォームの波浪中弾性振動”, 日本造船學會論文集 第155號, pp.284-292, 1984.
- 21) Endo, H., Hoshino, K., "Parametric study on the dynamic response of floating complaint structures in regular waves", Proc. of the 5th OMAE, Vol. III, pp.194-199, 1986.
- 22) 鈴木英之,他, “超大型浮體の構造舉動および構造設計に關する考察”, 日本造船學會論文集, 第178號, pp.473-483, 1995.
- 23) 鈴木英之,他, “超大型浮體の構造舉動および構造設計に關する考察-その2”, 日本造船學會論文集, 第179號, pp.339-348, 1996.
- 24) 藤久保昌彦,他, “-次元有限要素モデルによる超大型浮體の波浪中構造應答解析”, 日本造船學會論文集, 第179號, pp.349-358, 1996.
- 25) 前田久明,他, "ポンツ-ン型超大型浮體式海洋構造物の波浪中弾性應答に關する研

究“，日本造船學會論文集，第178號，pp.203-212，1995.

- 26) Hamamoto,T., " Dynamic Response of flexible circular floating islands subjected to stochastic waves and seaquakes", Hydroelasticity in Marine Technology, pp.433-445, 1994.
- 27) Mamidipudi & W.C. Webster, "The motions performance of a mat-like floating airport", Proc.Int, Conf. on Hydroelasticity in Marine Technology, pp.363-375, 1994.
- 28) Ja-Sam Goo and Yoshida K., "A Numerical Method for Huge Semisubmersible Responses in Waves", Transactions of the Society of Naval Architects and Marine Engineers, Vol.98, pp.365-387, 1990.
- 29) Wu.Y.S.et.al., "Composite singularity distribution method with application to hydroelasticity", Proc.of the 1st VLFS, pp.59-80, 1991.
- 30) Ertekin,R.C.et.al., "Efficient methods for hydroelastic analysis of very large floating structures", Jour. of Ship Research Vol.37.No.1, pp.58-76, 1993.
- 31) 平山次清, 他, "係留された長大弾性浮體の波浪中運動及び構造應答特性", 日本造船學會論文集 第175號, pp.139-150, 1994.
- 32) Kagemoto,H., Dick K.P.Yue, "Hydroelastic analyses of a structure supported on a large number of floating legs", Proc.Int, Conf. on Hydroelasticity in Marine Technology, pp.417-431, 1994.
- 33) Takaki,M. and Tango,Y., " Wave Drifting Forces on Multiple Connected Floating Structures", Hydroelasticity in Marine Technology, pp.403-415, 1994.
- 34) 濱本卓司, 他, "ユニット連結型浮遊式構造物の3次元波浪應答解析“ 日本造船學會 第13回海洋工學シンポジウム , pp.223-230, 1995.
- 35) 村井基彦, 他, "超大型浮體の波浪中弾性舉動の推定法について", 日本造船學會論文集 第178號, pp.213-224, 1995.
- 36) Ja-Sam Goo et al., "Steady Drift Forces on Very Large Offshore Structures Supported by Multiple Floating Bodies in Waves(II)", Trans. of The Society of Naval Architects of Korea, Vol.33, No.4, pp.150-161, 1996.
- 37) 구자삼, 조효제, 김병현, 이창호, " 바야지식 초대형 부유구조물의 유탄성응답

해석”, 한국해양공학회지, 제12권, 제2호, pp.43-56, 1998.

- 38) Kashiwagi, M. "Research on hydorelastic responses of VLFS: recent progress and future work", Proc. 9th ISOPE Conference, Vol.1, pp.17-26, 1999.
- 39) Watanabe, E., Utsunomiya, T., Wang, C.M. "Hydorelastic analysis of pontoon-type VLFS: a literature survey", Engineering structures, Vol.26, pp.245-256, 2004.
- 40) 홍사영, 경조현, 김병완, “유탄성 응답해석법에 따른 구조응력 수치정도 고찰”, 한국해양공학회 추계학술대회 논문집, pp.91-96, 2005.
- 41) Isaacson, M. and Nwogu, O., "Short-crested Wave Forces on a Vertical Pile", OMAE, pp.47-54, 1988.
- 42) Aage, C. et al., "Wave Loads on a Cylinder in 2-D and 3-D Deep Water Waves", OMAE, pp.175-181, 1989.
- 43) Jo, H. J., Maeda, H. and Miyajima, S., "Effects of Directional Waves on the Behaviour of Semisubmersible Rigs", PRADS., pp.116-129, 1992.
- 44) Sand, S. E., Romeling, J. and Kirkegaard, J., "Influence of Wave Directionality on Response of Semisubmersible", OMAE, pp.239-245, 1987.
- 45) 竹澤誠二, 小林顯太郎, “方向スペクトル波中における海洋構造物の応答-その1 線形一次 応答-”, 日本造船學會論文集, 第165號, pp.141-152, 1989.
- 46) Maeda, H., Jo, H. J. and Miyajima, S., "Effects of Directional Waves on the Low-frequency Motions of Moored Floating Structures", ISOPE, pp.489-495, 1992.
- 47) Pinkster, J. A., "The Influence of Directional Spreading of Waves on Mooring Forces", OTC 5629, pp.129-140, 1988.
- 48) 竹澤誠二, 小林顯太郎, “方向スペクトル波中における海洋構造物の応答-その2

非線形應答-”, 日本造船學會論文集, 第166號, pp.139-150, 1989.

- 49) 구자삼, 조효제, 이창호, “다방향 불규칙파의 TLP의 동적응답해석”, 한국해양 공학회지, 제8권, 제1호, pp23-32, 1994.
- 50) Takezawa, S. et al., "Experiments on Responses of Very Large Floating Offshore Structures in Directional Spectrum Waves", Jorunal of society of naval architects of Japan, Vol.171, pp.511-523, 1992
- 51) Takezawa, S. et al., "Experiments on Responses of Very Large Floating Offshore Structures in Directional Spectrum Waves (2nd report)", Jorunal of society of naval architects of Japan, Vol.172, pp.57-68, 1992
- 52) Takezawa, S. et al., "Experiments on Responses of Very Large Floating Offshore Structures in Directional Spectrum Waves (3rd report)", Jorunal of society of naval architects of Japan, Vol.173, pp.147-159, 1993.
- 53) 平山次清, 馬 寧, 上野誠也, “係留された長大弾性浮体の波浪中運動及び構造應答特性”, 日本造船學會論文集, 第175號, pp.139-150, 1994.
- 54) 平山次清, 馬 寧, “長大浮体の方向スペクトル波中弾性應答及び係構留造系應の舉動”, 日本造船學會論文集, 第176號, pp.193-201, 1994.
- 55) Makoto OHTA, Kunihiro Ikegami, Yoichi Yamaguchi, "Experimental Study on Elastic Behavior of a Huge Floating Structure in Waves", Vol.95, pp.99-108.
- 56) Bessho, M., Maeda, H., Masuda, K. and Shimizu, K, "A study on prediction method of time history response of very large floating offshore structure by sea shock force", J. of society of naval architecture of japan, Vol.182, 1997.
- 57) 遠藤久芳, 矢後清和, 千秋貞仁, “動荷重を受ける浮体の弾性應答”, 第14回海洋工學シンポジウム, 1998

- 58) Ohmatus, S., "Time domain analysis of hydroelastic behavior of VLFS", J. of society of naval architecture of japan, 184, 1998.
- 59) 이창호, 구자삼, 조효제, 홍봉기, “불규칙파중의 인장계류식 해양구조물의 비선형응답해석”, 한국해양공학회지 제12권 제2호, pp.33-42, 1998.
- 60) 이동환, 조정남, 최윤락, 홍사영, 최항순, “모드중첩법을 이용한 정수중의 매트릭스 거대부유구조물의 동하중에 대한 시간영역 유탄성 해석”, 대한조선학회논문집 제38권 제4호, 2001.
- 61) 신현경, 이호영, 임춘규, 강점문, 윤명철, “규칙파 중 항공기 이·착륙시 초대형 부유식 해양구조물의 천이응답해석”, 한국해양공학회지 제15권 제1호, pp.26-30, 2001.
- 62) Endo., Yago., "The Behavior of an Airplane Taking Off from and Landing on a VLFS in Rough Sea Condition", VLFS'99 Hawii, Vol.I, pp212~219, 1999.
- 63) Ohmatsu, "Time domain Analysis of Hydroelastic Behavior of VLFSa", J. of Soc. Nav. Architecture Japan, Vol.184, pp232~230, 1999.
- 64) Zienkiewicz, O.C., "The Finite Element Method", Third Edition, McGraw-Hill, pp.200~201, 1977
- 65) 鷺律久一郎, その他, “有限要素法 ハンドブックⅡ 應用編”, 倍風館, pp.100~217, 1993
- 66) Hughes, O.F., "Ship structural design", pp.212~217, 1983
- 67) Brebbia, C.A. and Ferrante, A.J., "Computational methods for the solution of engineering problems", Pentech Press, pp.100~217, 1978.
- 68) 高石敬史, その他, “海洋波の方向波スペクトルについて”, 日本造船學會誌, 第740號, pp.94-113, 1991
- 69) 山内保文, “不規則現象論”, 海文堂, pp.138-149, 1986.
- 70) Price, W. G. and Bishop, R. E. D., "Probabilistic Theory of Ship Dynamics", John Wiley & Sons, pp.180, 1974.

감사의 글

문호들이 자신의 글을 탈고하면서 아쉬움만 남는다는 말이 박사학위 논문을 마무리 짓는 지금 동일한 생각이 듭니다. 학문의 길을 걸어가면서 밝아지고 명쾌해 지는 것이 아니라 더욱 더 알 수 없는 심연의 길을 헤매는 듯한 답답함으로 보냈던 수많은 시간들이 주마등처럼 머리를 스쳐갑니다. 기도하는 심정으로 박사학위 과정과 논문을 완성해 가는 동안, 이 길에 나 혼자 있는 것이 아니라 수많은 동료와 선후배들이 함께 있다는 사실을 가슴 깊이 깨달았습니다. 나에게 있어 이 논문은 나의 젊은 날의 수기이며, 사랑하는 사람들과의 연애편지이며, 교수님들과 선배님들께서 전해주는 지혜의 책입니다.

먼저, 강호같은 학문의 세계에서 절대고수의 길을 말씀하시며, 사제를 털어가면서까지 때로는 호랑이같은 스승님으로, 때로는 따뜻한 큰 형님같이 위로하시고 힘을 주시며 오늘의 저를 있게 하신 구자삼 지도교수께 깊은 감사의 말씀을 드립니다. 또한, 인생의 가르침을 주신 홍봉기 교수님과 인생의 깊이와 넓이를 가르쳐 주시고 학문하는 자의 멋을 알게 하시고 백두산 천지에 같이 몸을 담군 김인철 교수님께 감사를 드립니다. 참된 연구자의 길이 무엇인가를 가르쳐 주시며 학문의 깊이를 가르쳐 주신 김용직 교수님과 제가 어렵던 시절 아낌없는 격려와 꾸준한 관심으로 제 영혼에 따뜻함을 주시며 기꺼이 쉼터가 되어주신 배동명 교수님께 감사를 드립니다. 언제나 밝은 웃음으로 보는 것만으로도 힘이 되며 많은 아이디어로 학문의 다양성을 알게 해 주신 김동준 교수님과 선배님으로서 더욱 더 많이 챙겨주시려고 시간과 돈을 아끼지 않고 베풀어 주시며 든든한 나무와 울타리가 되어주신 배성용 교수님께 감사를 드립니다. 영문작성과 귀찮은 질문에 기꺼이 도움을 자청해 주시며 많이 함께 하지 못해 늘 아쉬운 신상묵 교수님과 항상 제자들을 먼저 배려하시며 바쁘신 와 중에서도 깊이 있는 지적과 가르침으로 좀 더 나은 논문으로 완성될 수 있도록 심사해 주신 한국해양대학교의

조효제 교수님께 감사를 드립니다.

저의 또 다른 가족인 대학원 선후배들에게 감사를 드립니다. 인생과 학문의 선배로 하나를 물어보면 열을 가르쳐 주시며 바쁘신 와중에서도 실험실에 오셔서 자료제공과 설명을 해주시며 고비들을 넘게 해주신 이창호 박사님께 감사를 드립니다. 항상 물어보면 “자~알”이라고 대답하시며 답답하게 하지만 결국 모든 것을 해결해 주신 민경철 선배님과 언제나 저의 푸념과 불만을 들어주며 위로와 격려를 아끼지 않으시고 학문과 인생의 토론으로 수많은 밤을 함께 했던 하영록 선배님께 깊은 감사를 드립니다. 실험실의 많은 일을 맡겨 놓고 도와주지 못해서 늘 죄송스러운 이승철 선배님과 기꺼이 대학원의 귀염둥이가 되어 준 추교덕군과 서석봉군에게도 깊은 감사를 드립니다. 동기라고 하면서 항상 옆에서 챙겨주고 힘이 되어준 신창혁 군과 김학수 군에게 감사를 드립니다.

해양공간 이용연구실의 선배로서 역할을 잘 하지도 못하고 잘 챙겨주지도 못했는데도 지금까지 잘해준 실험실 후배들에게도 감사를 드립니다.

저의 보잘 것 없는 논문에도 많은 기대와 전폭적인 후원을 아끼지 않으시며 집안에 박사가 나온다면 무척이나 저의 졸업을 기다리시며 기뻐하신 존경하는 아버지와 혹여나 힘들어할까봐 항상 마음 졸이며 아들의 쉽이 되어주신 사랑하시는 어머니께 감사를 드립니다. 저의 박사학위 논문 제출을 함께 기뻐해 준 형님과 동생 내외에도 감사를 드리며, 아내에게 항상 조언하시며 가정에 소홀했던 저의 편이 되어주신 장인과 장모님, 처남 내외에게 고마움을 전합니다.

마지막으로, 저의 졸업 논문을 저와 같은 마음으로 지켜보고 늦은 밤까지 혼자 아기의 양육과 집안 살림을 도맡아 해오면서 한마디 불평없이 논문에 열중할 수 있도록 아낌없는 후원과 내조를 해 준 나의 사랑하는 아내와 지치고 힘들어 포기하고 싶어 질 때마다 해야 할 이유와 힘과 기쁨이 되어준 나의 사랑하는 딸에게도 감사와 사랑을 전합니다.