creative commons
COMMONS DEED

저작자표시-비영리-변경금지 2.0 대한민국

이용자는 아래의 조건을 따르는 경우에 한하여 자유롭게

- 이 저작물을 복제, 배포, 전송, 전시, 공연 및 방송할 수 있습니다.

다음과 같은 조건을 따라야 합니다:

저작자표시. 귀하는 원저작자를 표시하여야 합니다.

비영리. 귀하는 이 저작물을 영리 목적으로 이용할 수 없습니다.

변경금지. 귀하는 이 저작물을 개작, 변형 또는 가공할 수 없습니다.

- 귀하는, 이 저작물의 재이용이나 배포의 경우, 이 저작물에 적용된 이용허락조건을 명확하게 나타내어야 합니다.
- 저작권자로부터 별도의 허가를 받으면 이러한 조건들은 적용되지 않습니다.

저작권법에 따른 이용자의 권리는 위의 내용에 의하여 영향을 받지 않습니다.

이것은 이용허락규약(Legal Code)을 이해하기 쉽게 요약한 것입니다.

Disclaimer

dCollection

공학박사 학위논문

유탄성을 고려한 부유체의 파랑 표류력 및 부가저항에 대한 수치해석

Numerical Analysis on Drift Force and Added Resistance of Hydroelastic Body in Waves

2017년 2월

서울대학교 대학원

조선해양공학과

박 동 민

초 록

최근 부유체 해양 구조물 및 선박이 초대형화되면서 구조물의 상대적인 강성이 저하되어 구조물의 고유진동수가 낮아졌다. 이러한 변화로 인해서 구조물의 변형이 증가하고 유탄성 (hydroelasticity) 해석의 중요성이 크게 부각되고 있다. 구조적인 관점에서 유탄성으로 발생하는 최종 강도 (ultimate strength) 및 피로 강도 (fatigue strength)에 대해서 많은 연구가 이루어지고 있으나, 유탄성의 영향이 표류력 및 부가저항 등 2차 유체력에 미치는 영향에 대해서는 거의 연구가 이루어지지 않았다.

본 연구에서는 유탄성이 표류력과 부가저항에 미치는 영향을 파악하는 것을 목표로 한다. 유탄성이 표류력과 부가저항에 미치는 영향을 파악하기 위해서 유탄성 문제를 풀어야 한다. 유탄성 문제를 풀기 위한 유체-구조 연성 해석은 서울대학교 해양유체역학연구실에서 개발된 WISH-FLEX 3DM을 이용하였다. WISH-FLEX 3DM에서 유체영역은 3차원 랜킨패널법을 이용하고 구조영역은 3차원 유한요소 모델을 이용한다. 유체영역과 구조영역은 효율적인 유탄성 해석을 위해서 저차 고유 모드만 연성하고 고차 고유 모드에 대해서는 비연성 해석을 수행한다. 유탄성 해석의 검증은 유연한 바지선의 운동 실험 결과와 본 연구의 운동응답 결과를 비교하는 방법으로 수행되었으며, 실험

결과와 비교해서 좋은 결과를 보여주었다.

강체의 표류력 및 부가저항에 관한 연구는 많은 연구들이 진행되었다. 강체의 표류력 및 부가저항의 해석에 많이 사용되는 방법은 크게 두 가지로 나눌 수 있는데 이는 압력 적분법 (pressure integration method)과 모멘텀 보존법 (momentum conservation method)이다. 그러나 탄성체의 표류력 및 부가저항에 관한 연구는 거의 진행되지 않았다. 본 연구에서는 강체에서 적용하던 압력 적분법을 탄성체에도 적용가능 하도록 확장하였다. 모멘텀 보존법은 강체 및 탄성체에 관계없이 적용 가능하기 때문에 탄성체로 확장된 압력 적분법의 결과를 검증하는 방법으로 이용하였다.

유탄성의 영향이 표류력에 미치는 영향은 사각 바지선의 해석을 통해서 살펴보았다. 우선, 강체의 표류력 검증을 위해서 상용 프로그램인 WADAM의 표류력과 본 연구의 결과를 비교하였으며 압력 적분법과 모멘텀 보존법 모두 좋은 결과를 보여 주였다. 탄성체의 표류력 검증은 압력 적분법과 모멘텀 보존법의 비교를 통해서 수행하였다. 탄성체의 표류력은 바지선의 길이와 입사파의 파장이 비슷한 영역에서 강체와 비교해서 줄어들었으며, 탄성체의 공진점 부근에서는 표류력이 증가하기도 하였다. 표류력의 증가 또는 감소는 바지선의 변형으로 인한 상대 파고의 변화와 법선 벡터의 변화가 가장 큰 영향을 주는 것으로 파악되었다.

유탄성의 영향이 부가저항에 미치는 영향은 blunt modified Wigley 선박의 해석을 통해서 살펴보았다. 강체의 부가저항 검증은 다양한

선형에 대해서 모형시험의 결과와 비교를 통해서 수행하였다. 단파장 영역에서 일부 선형은 실험 결과와 차이를 보여주었지만, 전체적인 경향은 일치하였다. 탄성체의 부가저항 검증은 표류력의 경우와 동일하게 압력 적분법과 모멘텀 보존법의 결과 비교를 통해서 수행하였다. 탄성체에서 압력 적분법을 이용한 결과와 모멘텀 보존법을 이용한 결과는 거의 일치하였다. 또한 강체의 부가저항과 비교해서 탄성체의 부가저항은 탄성체의 표류력에서 보여주었던 경향과 유사한 경향을 보여주었다. 부가저항은 선박의 길이와 입사파의 파장이 비슷한 영역에서 강체와 비교해서 줄어들었으며, 탄성체의 공진점 부근에서는 증가하는 경향을 보였다.

위에서 살펴본 사각 바지선과 blunt modified Wigley 선박은 본 연구에서 개발한 탄성체의 표류력 및 부가저항을 해석하고 검증하기 위해서 만들어진 가상의 모델이다. 가상의 모델은 유탄성의 효과를 살펴보기 위해서 구조적 강성을 조절하여 실제보다 유연하게 만들었다. 실제 선박에서 유탄성의 영향이 부가저항에 미치는 영향을 평가하기 위해서 실제 선박과 유사한 선박에 대해서 유탄성을 고려한 부가저항을 살펴보았다. 실제 선박의 고유진동수는 단파장 영역에 존재하고 운동의 크기가 크지 않았기 때문에 부가저항의 큰 변화는 보이지 않았으며, 선박의 길이와 유사한 파의 영역에서 선박 구조물의 준정적 변형으로 인한 부가저항의 감소만 나타났다. 비선형 스프링잉의 발생이 부가저항에 미치는 영향에 대해서도 살펴보았다. 2차 비선형 스프링잉이

발생하는 경우 구조물의 진동으로 인해서 부가저항의 시계열에는 큰 변화가 있었지만 평균값에는 큰 차이가 발생하지 않았다. 3차 스프링잉이 발생하는 경우에 대해서도 부가저항은 큰 차이를 보이지 않았다.

주요어 : 파랑 중 부가저항, 파랑 표류력, 랜킨패널법, 압력 적분법, 모멘텀 보존법, 유탄성 해석
학번: 2012-30286

목 차

1. 서론 1

1.1 연구 배경 1

1.2 기존 연구 3

1.2.1 강체의 표류력 및 부가저항 해석 3

1.2.2 탄성체의 표류력 및 부가저항 해석 7

1.2.3 유탄성 해석 8

1.3 주요 연구 내용 및 목표 11

2. 이론적 배경 및 수치해석 기법 14

2.1 유체-구조 연성해석 14

2.1.1 유체-구조 연성 14

2.1.2 유체 영역 15

2.1.3 구조 영역 23

2.2 표류력 및 부가저항 해석 28

2.2.1 압력 적분법 28

2.2.2 모멘텀 보존법 41

3. 수치해석 모델의 검증 55

3.1 강체 모델의 운동응답 검증 55

3.2 탄성체 모델의 운동응답 검증 73

3.3 강체의 표류력 및 부가저항 검증 95

3.3.1 강체의 표류력 검증 95
3.3.2 강체의 부가저항 검증 101
3.4 유탄성을 고려한 표류력 및 부가저항 해석 110
3.4.1 유탄성을 고려한 표류력 해석 110
3.4.2 유탄성을 고려한 부가저항 해석 127
4. 수치해석 모델의 적용 155
5. 결론 178
6. 향후 연구 181
참고문헌 183

표 목 차

Table 3.1 Principal dimensions of rectangular barge model 56
Table 3.2 Principal dimensions of test model..... 65
Table 3.3 Natural frequencies of Remy barge model in dry mode (Hz) 74
Table 3.4 Natural frequencies of rectangular barge model in dry mode (Hz) 89
Table 3.5 Natural frequencies of blunt modified Wigley model in dry mode (Hz) 129
Table 3.6 Natural frequencies of blunt modified Wigley model (Hz) 133
Table 4.1 Principal dimensions of 18,000 TEU container ship model 156
Table 4.2 Natural frequencies of 18,000 TEU container ship model in dry mode (Hz)..... 158

그 림 목 차

Fig. 1-1 Rigid body vs. flexible body.....1
Fig. 2-1 Diagram of hydroelastic analysis 15
Fig. 2-2 Coordinate system for seakeeping problem.....16
Fig. 2-3 Two coordinate systems for rigid body.....30
Fig. 2-4 Rigid modes and flexible modes.....37
Fig. 2-5 Two coordinate systems for flexible body.....38
Fig. 2-6 Diagram of the control surface 41
Fig. 2-7 Disturbed wave contour ($\tau=0$) 47
Fig. 2-8 Disturbed wave contour ($\tau<0.25$) 47
Fig. 2-9 Disturbed wave contour ($\tau>0.25$) 47
Fig. 2-10 Velocity interpolation near the free surface 50
Fig. 2-11 Time histories of heave motion, blunt modified Wigley model, Fn=0.2, β=180°, λ/L=1.0 52
Fig. 2-12 Wave contour of steady flow, blunt modified Wigley model, Fn=0.2, β=180°.....53
Fig. 2-13 Wave contour of steady and unsteady flow, blunt modified Wigley model, Fn=0.2, β=180°, λ/L=1.0 53
Fig. 2-14 Added resistance using pressure integration method, blunt modified Wigley model, Fn=0.2, β=180°.....54
Fig. 2-15 Added resistance using momentum conservation method, blunt modified Wigley model, Fn=0.2, β=180° 54
Fig. 3-1 Rectangular barge model 57
Fig. 3-2 Hydrodynamic panel model, rectangular barge model 57
Fig. 3-3 Panels for convergence test 59
Fig. 3-4 Result of panel convergence test for motion RAO, rectangular barge

model, *Fn*=0.0, β = 180° 59

Fig. 3-5 Motion response of rectangular barge model, *Fn*=0.0 63

Fig. 3-6 Motion response of slender modified Wigley model, *Fn*=0.2, β = 180° 67

Fig. 3-7 Motion response of blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β = 180° 70

Fig. 3-8 Motion response of KVLCC2 model, *Fn*=0.142, β = 180° 72

Fig. 3-9 Remy barge model 74

Fig. 3-10 Natural mode shape of Remy barge model 75

Fig. 3-11 Hammering test (mode 8) 77

Fig. 3-12 Added mass and restoring coefficient (mode 8) 78

Fig. 3-13 Vertical motions of Remy barge model, *Fn*=0.0, β=180° 81

Fig. 3-14 Shape of Remy barge model, *Fn*=0.0, β=180° 84

Fig. 3-15 Vertical motions of Remy barge model, *Fn*=0.0, β=120° 85

Fig. 3-16 FEM model for rectangular barge model 87

Fig. 3-17 Natural mode shape of rectangular barge model 88

Fig. 3-18 Time history of mode motion during hammering test (mode 7) 89

Fig. 3-19 Time history of mode motion during hammering test (mode 8) 90

Fig. 3-20 Vertical motions of rectangular barge model, *Fn*=0.0, β=180° 92

Fig. 3-21 Vertical motions of rectangular barge model, *Fn*=0.0, β=120° 93

Fig. 3-22 Horizontal motions of rectangular barge model, *Fn*=0.0, β=120° . 94

Fig. 3-23 Result of panel convergence test, drift force, rectangular barge model, *Fn*=0.0, β = 180 ° 96

Fig. 3-24 Drift force of rectangular barge model, *Fn*=0.0, β = 180 ° 98

Fig. 3-25 Drift force of rectangular barge model, *Fn*=0.0, β=180°, λ/L=0.8 99

Fig. 3-26 Drift force of rectangular barge model, *Fn*=0.0, β = 150 ° 99

Fig. 3-27 Drift force of rectangular barge model, *Fn*=0.0, β = 120 °..... 100
Fig. 3-28 Drift force of rectangular barge model, *Fn*=0.0, β = 90 °..... 100
Fig. 3-29 Control surface panels for convergence test of momentum conservation 102
Fig. 3-30 Result of panel convergence test, added resistance, blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β = 180 °..... 105
Fig. 3-31 Comparison of added resistance, slender modified Wigley model, *Fn*=0.2, β = 180 °..... 105
Fig. 3-32 Comparison of added resistance, blunt modified Wigley model, *Fn*=0.1, β = 180 °..... 106
Fig. 3-33 Comparison of added resistance, blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β = 180 °..... 106
Fig. 3-34 Added resistance, blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β=180°, λ/L=1.2..... 107
Fig. 3-35 Comparison of added resistance, KVLCC2 model, *Fn*=0.142, β = 180 °..... 109
Fig. 3-36 Comparison of drift force between rigid and flexible bodies, rectangular barge model, *Fn*=0.0, β=180°..... 112
Fig. 3-37 Comparison of drift force between rigid and flexible bodies, rectangular barge model, *Fn*=0.0, β=150°..... 112
Fig. 3-38 Comparison of drift force between rigid and flexible bodies, rectangular barge model, *Fn*=0.0, β=120°..... 113
Fig. 3-39 Comparison of drift force between rigid and flexible bodies, rectangular barge model, *Fn*=0.0, β=90°..... 113
Fig. 3-40 Component of drift force, rectangular barge model, *Fn*=0.0, β = 180° 116
Fig. 3-41 Sectional drift force, rectangular barge model, *Fn*=0.0, β = 180°118

Fig. 3-42 Relative wave elevation at bow and stern, rectangular barge model, *Fn*=0.0, β = 180° 118
Fig. 3-43 Shape of barge, rectangular barge model, *Fn*=0.0, β = 180° , λ/L=1.0 119
Fig. 3-44 Component of drift force, rectangular barge model, *Fn*=0.0, β = 120° 121
Fig. 3-45 Sectional drift force, rectangular barge model, *Fn*=0.0, β = 120°122
Fig. 3-46 Relative wave elevation at bow and stern, rectangular barge model, *Fn*=0.0, β = 120° 123
Fig. 3-47 Comparison of instantaneous wave contours between rigid and flexible bodies, rectangular barge model, β=120°, λ/L=0.5..... 126
Fig. 3-48 FEM model for blunt modified Wigley model 128
Fig. 3-49 Natural mode shape of blunt modified Wigley model 128
Fig. 3-50 Time history of mode motion during hammering test (mode 9).. 129
Fig. 3-51 Time history of mode motion during hammering test (mode 12) 130
Fig. 3-52 Comparison of added resistance between rigid and flexible bodies: blunt modified Wigley model, *Fn*=0.1, β=180° 131
Fig. 3-53 Comparison of added resistance between different flexibility bodies: blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β=180° 134
Fig. 3-54 Comparison of added resistance between rigid and flexible bodies: blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β=180° 134
Fig. 3-55 Added Resistance, blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β=180°, λ/L=1.2 135
Fig. 3-56 Comparison of added resistance according to formulations, blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β=180° 136
Fig. 3-57 Comparison of instantaneous wave contours between rigid and flexible bodies, blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β=180°..... 138

Fig. 3-58 Component of added resistance blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β=180° 141
Fig. 3-59 Sectional added resistance, blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β = 180°, λ/L =0.5 144
Fig. 3-60 Sectional added resistance, blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β = 180°, λ/L=0.9 145
Fig. 3-61 Sectional added resistance, blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β = 180°, λ/L=1.2 146
Fig. 3-62 Vertical motions of flexible body, blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β=180° 147
Fig. 3-63 Shape of body, blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β = 180°, λ/L=0.5 148
Fig. 3-64 Shape of body, blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β = 180°, λ/L=0.9 149
Fig. 3-65 Shape of body, blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β = 180°, λ/L=1.2 150
Fig. 3-66 Vertical motion response at bow, blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β=180°, λ/L=1.37, A/L=0.01 153
Fig. 3-67 Added resistance using pressure integration method, blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β=180°, λ/L=1.37, A/L=0.01 153
Fig. 3-68 Sectional added resistance, blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β=180°, λ/L=1.37, A/L=0.01 154
Fig. 4-1 FEM model for 18,000 TEU container ship model 157
Fig. 4-2 Natural mode shape of 18,000 TEU container ship model 159
Fig. 4-3 Hammering test (mode 8) 160

Fig. 4-4 Added mass and restoring coefficient (mode 8) 160
Fig. 4-5 Heave motion response of 18,000 TEU container ship model, *Fn*=0.042, β=180° 162
Fig. 4-6 Pitch motion response of 18,000 TEU container ship model, *Fn*=0.042, β=180° 162
Fig. 4-7 Heave motion response of 18,000 TEU container ship model, *Fn*=0.084, β=180° 163
Fig. 4-8 Pitch response of 18,000 TEU container ship model, *Fn*=0.084, β=180° 163
Fig. 4-9 Comparison of added resistance between rigid and flexible body, 18,000 TEU container ship model, *Fn*=0.084, β=180° 166
Fig. 4-10 Comparison of added resistance between rigid and flexible body, 18,000 TEU container ship model, *Fn*=0.168, β=180° 167
Fig. 4-11 Sectional added resistance of 18,000 TEU container ship model, *Fn*=0.168, β=180° 167
Fig. 4-12 Component of added resistance 18,000 TEU container ship model, *Fn*=0.168, β=180° 168
Fig. 4-13 Component of added resistance 18,000 TEU container ship model, *Fn*=0.168, β=180° 169
Fig. 4-14 Vertical motions of flexible body 18,000 TEU container ship model, *Fn*=0.168, β=180° 170
Fig. 4-15 The 2nd harmonic spring response, 18,000 TEU container ship model, *Fn*=0.168, β=180°, λ/L=0.33, A/L=0.006545 172
Fig. 4-16 Added resistance, 18,000 TEU container ship model, *Fn*=0.168, β=180°, λ/L=0.33, A/L=0.006545 173
Fig. 4-17 Vertical motion response at bow, 18,000 TEU container ship model, *Fn*=0.168, β=180°, λ/L=0.33, A/L=0.006545 173

Fig. 4-18 The 3rd harmonic spring response, 18,000 TEU container ship model, *Fn*=0.168, β=180°, λ/L=0.59, A/L=0.007 174
Fig. 4-19 Added resistance, 18,000 TEU container ship model, *Fn*=0.168, β=180°, λ/L=0.59, A/L=0.007 175
Fig. 4-20 Vertical motion response at bow, 18,000 TEU container ship model, *Fn*=0.168, β=180°, λ/L=0.59, A/L=0.007 175
Fig. 4-21 The 3rd harmonic spring response, 18,000 TEU container ship model, *Fn*=0.084, β=180°, λ/L=0.59, A/L=0.016 176
Fig. 4-22 Added Resistance, 18,000 TEU container ship model, *Fn*=0.084, β=180°, λ/L=0.80, A/L=0.016 177
Fig. 4-23 Vertical motion response at bow, 18,000 TEU container ship model, *Fn*=0.084, β=180°, λ/L=0.80, A/L=0.016 177

1. 서론

1.1 연구 배경

부유체 해양 구조물 및 선박이 초대형화 되면서 작은 구조물에서는 큰 영향을 미치지 않았던 문제들이 부각되고 있다. 아래의 그림은 구조물의 강성에 따른 강체와 탄성체 운동의 크기를 나타낸 것이다. 작은 선박의 경우 선박의 거동은 강체와 유사하며 탄성체의 운동은 무시할 수 있다. 반면 초대형 부유식 해상구조물 (very large floating structure, VLFS)은 탄성체의 운동이 지배적이며 강체의 운동은 무시할 수 있다.

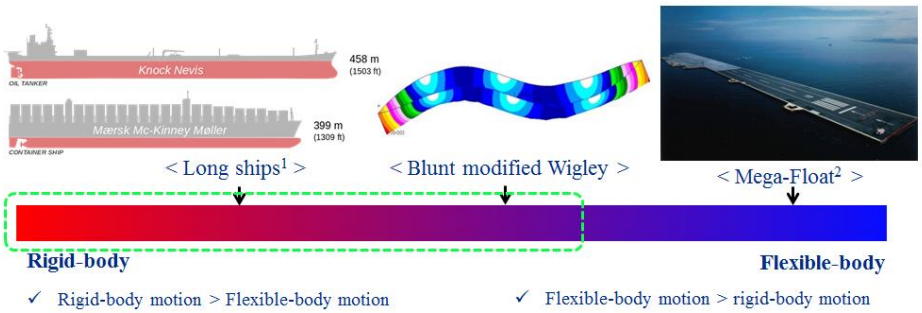


Fig. 1-1 Rigid body vs. flexible body[1]

강체의 운동응답 및 표류력, 부가저항에 관한 연구는 가장 기본적인 연구로 지금까지 많은 연구들이 진행되었으며, 좋은 결과를 보여주었다. 그리고 초대형 부유식 해상구조물과 같은

[1]https://en.wikipedia.org/wiki/List_of_longest_ships, http://www.mlit.go.jp

강체의 운동을 무시할 수 있는 탄성체에 관한 연구는 1990년대 후반 일본에서 해상공항을 건설하기 위해서 연구가 진행되었다. 초대형 부유식 해양구조물은 강체의 운동을 무시할 수 있기 때문에 구조물의 운동을 해석할 때 구조모델을 직접적으로 고려하지 않고 자유표면의 경계조건을 구조물의 특성이 반영되도록 수정하여 해석하고 있다. 본 연구에서 VLFS를 해석하기 위해서는 구조물을 판(plate)으로 모델링하는 부분이 추가적으로 필요하며 VLFS는 본 연구의 대상이 아니다.

본 연구에서 관심 있는 영역은 Fig. 1-1에서 녹색 점선으로 표시한 강체의 운동이 큰 영역과 강체의 운동과 탄성체의 운동이 모두 중요한 중간 영역이다. 특히, 중간 영역에서는 유탄성의 영향이 중요하며, 최근 선박이 대형화되면서 구조적인 관점에서 유탄성이 미치는 영향에 대해서는 최종 강도, 피로 강도 등 많은 연구들이 진행되고 있다. 그러나 유체적인 관점에서 유탄성의 영향이 2차 유체력에 미치는 영향에 대한 연구는 거의 진행되지 않았다. 구조물이 대형화되면서 유탄성의 영향이 커지고 2차 유체력도 큰 변화가 있을 수 있기 때문에 유체력의 관점에서 유탄성의 영향을 파악하는 것이 필요하다. 표류력과 부가저항에 나타나는 유탄성의 영향을 확인하고 그 원인을 파악하기 위해서 실제 선박보다는 유연한 가상의 선박을 만들어서 연구를 수행하였다. 그리고 실제 선박과 유사한 선박에 적용하여 유탄성이 유체력에 미치는 영향을 파악하였다.

1.2 기존 연구

1.2.1 강체의 표류력 및 부가저항 해석

부유체의 표류력은 2차 파랑 하중 (second-order wave force)으로 계류 시스템을 설계하는데 중요한 인자이다. 본 연구에서 다루는 표류력은 평균 표류력을 의미한다. 평균 표류력에 관한 연구는 1960년 Maruo가 모멘텀 보존법을 이용하여 표류력을 해석하는 방법을 제시하였으며 1967년 Newman은 이를 확장하였다. 압력을 적분하는 방법은 Pinkster and Oortmerssen (1977)가 제안하였다. 이후 많은 연구들이 진행되어 강체의 표류력에 관한 연구는 성숙된 상태이며 상용 프로그램인 WADAM에서 상당히 정확하게 계산되는 것으로 알려져 있다.

강체의 파랑 중 부가저항에 대한 연구는 1970년대부터 수행되었으며, 초기 연구는 실험을 통해서 부가저항을 계측하는데 집중되었다. 부가저항 실험은 Series 60 선형 (Gerritsma and Beukelman, 1972; Storm-Tejsen et al., 1973), S175 컨테이너선 모델(Fujii and Takahashi, 1975; Nakamura and Naito, 1977), Wigley 모델(Journee, 1992) 등에 대한 연구가 진행되었다. 이러한 연구들은 최근 국제해사기구 (International Maritime Organization, IMO)에서 선박으로부터 배출되는 온실가스를 줄이기 위해서 에너지 효율 설계 지수 (Energy Efficiency Design Index, EEDI), 에너지 효율 운항 지수 (Energy Efficiency Operation Indicator, EEOI)를 도입하면서 크게 증가하였다.

Kuroda et al. (2012)는 컨테이너선 기본선형을 기준으로 선수부의 형상을 다양하게 변화시켜가면서 이에 따른 부가저항 변화를 살펴보았다. 또한 Park et al. (2014)와 Lee et al. (2015)는 최근 KVLCC를 대상으로 선수형상의 변화에 따른 부가저항 실험을 수행하고 계측값과 수치계산 결과를 비교한 바 있다. 기존의 실험적 연구를 살펴보면 실험 기관에 따라서 실험 방법의 차이가 존재하며 동일한 조건의 실험에서도 부가저항 값이 많이 분산되어 있다. 이러한 부가저항 실험의 불확실성을 파악하기 위해서 Park et al. (2015)는 파랑 중 부가저항 실험의 불확실성에 대한 연구를 수행하였다. 또한 Park et al. (2016)은 선박의 운항조건에 따른 부가저항을 고려하기 위해서 흘수 변화에 따른 부가저항의 변화를 살펴보았다. 과거의 부가저항 실험은 선박의 부가저항을 계측하는데 중심을 두었다. 반면 최근에는 선수부의 형상을 변경 또는 부가물을 부착하여 부가저항이 작은 선형을 개발하는데 많은 관심을 가지고 있다.

부가저항에서 점성의 영향은 미미하기 때문에 부가저항의 수치적인 연구는 포텐셜 이론에 기반하여 연구가 많이 진행되었다. 부가저항을 추정하는 방법은 모멘텀 보존법 (momentum conservation method), 압력 적분법 (pressure integration method), 방사 에너지법 (radiated energy method), 비정상 파형 분석법 (unsteady wave analysis) 등 여러 가지 방법이 있다. 이러한 방법 중에서 크게 두 가지 방법이 가장 많이 사용된다. 두 가지 방법은 모멘텀 보존법과 압력

적분법이다. 모멘텀 보존법은 Maruo (1960)에 의해서 제안되었으며, 수치적으로 압력 적분법과 비교해서 비교적 안정하다는 장점을 가지고 있다. 파랑 그린함수 (wave Green function)를 특이점으로 사용하는 수치해법에서 많이 사용되며, 랜킨 소스 (Rankine source)를 특이점으로 사용하는 수치해법에서는 적용 사례가 많지 않다. 모멘텀 보존법은 세장체 기반의 해석 프로그램에서 가장 많이 사용되는 방법으로 Kashiwagi et al. (2009)는 개선된 통합이론 (enhanced unified theory)과 모멘텀 보존법을 이용하여 부가저항 해석을 수행하였다. 랜킨 소오스를 사용하는 수치 해석법에서는 Joncquez (2009)와 Kim et al. (2012)이 모멘텀 보존법을 랜킨패널법에 적용하였으며, 최근 DNV・GL의 상용프로그램인 WASIM에 모멘텀 보존법을 이용하여 부가저항을 해석하는 모듈을 추가한 사례가 있다.

부가저항을 계산하는 다른 주된 방법인 압력 적분법은 물체 표면의 2차 압력 (second-order pressure)을 계산하여 적분하는 방법으로, 모멘텀 보존법에 비해서 계산 과정이 좀 더 복잡하지만 부가저항 식의 물리적 해석이 용이하며, 다중 물체 문제나 비선형 문제로의 확장이 수월하다는 장점이 있다. Faltinsen et al. (1980)은 이 방법을 사용하여 부가저항을 계산하였으며, 선박운동 문제를 계산하기 위해서 스트립 방법을 적용하였다. 이외에도 Chun (1992), Choi et al. (2000), Fang and Chen (2006)이 주파수 영역에서의 그린함수법 (Green function method)을 적용한 압력 적분방법을

사용하여 부가저항 해석을 수행한 바 있다. 최근에 Joncquez (2009)는 시간 영역에서 고차의 랜킨패널법을 이용하여 부가저항을 계산한 바 있다. 또한 Kim and Kim (2010; 2011)와 Kim et al. (2012)는 부가저항을 해석하기 위해서 랜킨 패널법을 압력 적분방법과 모멘텀 보존법에 모두 적용하였으며, 선형 속도 포텐셜과 그 미분 값을 구하기 위해서 Neumann-Kelvin 및 이중물체(double-body) 선형화 방법을 적용하여 각각의 결과를 실험값과 비교하였다. 그리고 시간영역 해법에서 불규칙 파의 부가저항을 해석하여 불규칙 파에서의 부가저항 해석을 위한 기준을 제시한 바 있다. 최근, Seo et al. (2013)은 스트립 방법, 랜킨패널법, CFD (Computational Fluid Dynamics)를 이용하여 다양한 선형에 대해서 부가저항의 결과를 비교하였다.

CFD를 이용한 부가저항의 해석은 최근 많이 연구되고 있다. 초기에는 해석 프로그램을 개발하여 부가저항을 해석하였다. Orihara and Miyata (2003)는 SR-108 컨테이너선에 대한 부가저항을 WISDAM-X라는 프로그램을 이용하여 해석하였으며, Visonneau, et al. (2008)은 ISIS-CFD라는 프로그램을 이용하여 선박의 부가저항을 해석하였다. Hu and Kashiwagi (2007)은 RIAM-CMEN이라는 프로그램을 이용하여 부가저항을 해석하였다. 최근에는 상용코드인 STAR-CCM+를 이용하여 부가저항을 해석하는 연구들이 많이 진행되고 있다. Simonsen et al. (2014)와 Kim et al. (2015)는 STAR-CCM+을 사용하여 부가저항을 해석하였으며, 이러한 연구 외에도

STAR-CCM+를 이용한 부가저항 연구는 최근 크게 증가하였다.

파장이 짧은 파가 선박에 입사되는 경우는 선박의 운동이 거의 없기 때문에 선박에 의해 생성되는 파는 반사파가 지배적이 되며, 기존의 방법으로 계산된 부가저항 값이 실제보다 작게 예측되는 경향이 있다. 이러한 점을 보완하고자 단파장에서의 부가저항을 추정하는 방법이 연구되어 왔다. Fujii and Takahashi (1975)는 고정된 수직의 원기둥에 가해지는 표류력에 대한 식을 선박에 적용할 수 있도록 몇 가지 가정을 통하여 단파장 영역에서 부가저항을 추정하였다. Faltinsen et al. (1980)은 단파장 영역에서 파가 입사하는 경우 선박의 운동은 없으며, 파에 노출된 영역에서는 완전반사가 발생한다고 가정하여 점근식을 유도하였다. Kwon (1987)은 Fujii and Takahashi (1975)가 제안한 식과 개념적으로 유사하지만, 모든 사파(oblique wave)에 적용이 가능하며, 물리적으로 좀 더 명확한 의미를 가지는 보정계수를 도입하여 단파장에서의 부가저항을 계산하는 식을 제시하였다. 이러한 방법 중에서 가장 많이 사용되는 방법은 일본의 National Maritime Research Institute (NMRI)에서 Fujii and Takahashi (1975) 방법에 실험 값을 이용하여 계수를 보정한 방법이다 (Kuroda et al., 2008).

1.2.2 탄성체의 표류력 및 부가저항 해석

탄성체의 표류력 또는 부가저항에 관한 연구는 많이 진행되지

않았다. Wu et al. (1997)은 강체에 적용 가능한 표류력 및 부가저항 식을 탄성체에 대해서 제시하였고, Chen et al. (2003)는 Wu의 식을 부유체에 적용하였다. 그러나 위의 두 연구는 탄성체의 변형으로 인한 유체력 변화보다는 2차 유체력이 구조물에 미치는 영향에 대해서 살펴보았다. 유사한 연구로 Shao and Faltinsen (2010)은 2차 포텐셜로 인한 유체력이 구조물에 미치는 영향에 대해서 연구하였다.

1990년대 후반 일본에서 해상공항 건설을 위해서 초대형 부유식 해상구조물 (very large floating structure, VLFS)에 관한 연구가 진행되었다. 초대형 부유식 해양구조물의 계류 시스템을 설계하기 위해서 표류력에 대한 연구도 진행되었으며 Kashiwagi (1997), Namba et al. (2000), Maeda et al. (1997)은 실험과 유사한 결과를 보여 주었다. 이러한 연구와 본 연구의 차이점은 강체 운동과 탄성체 운동의 상대적인 크기 차이에서 결정된다. 초대형 부유식 해상구조물은 구조물의 크기가 수평방향으로는 km 단위이고 높이 방향으로는 m 단위이기 때문에 강체의 운동은 고려하지 않고 탄성체의 운동만을 다룬다. 따라서 해상구조물을 모델링 할 때 구조물을 자유표면의 경계조건을 변경하는 방법을 통해서 고려한다. 표류력의 해석도 탄성체의 운동만 고려하기 때문에 강체의 운동과 관련된 항들은 사라지고 간단한 형태의 식으로 나타난다.

1.2.3 유탄성 해석

유탄성을 해석하기 위해서는 유체영역과 구조영역의 문제를 다루어야 하고, 두 영역을 연성하는 방법이 필요하다. 유체영역에서 Bishop and Price (1979)와 Price and Temarel (1982)은 유체영역을 선형 스트립 이론 (Strip theory)를 이용하여 해석하였다. 이후 선형 스트립 법은 파의 비선형 기진력을 고려하기 위해서 비선형 스트립 법으로 확장되었다 (Jensen and Pedersen, 1981; Jensen and Dogliani, 1996; Vidic-Perunovic, 2005). Wu and Moan (1996)은 충격응답함수 (impulse response function)를 도입하여 시간영역에서 유탄성 해석을 수행하였다. 최근 Malenica et al. (2003)은 3차원 파랑 그린함수를 이용하여 유탄성 해석을 수행하였고, Kim et al. (2009)는 랜킨패널법을 이용하여 유탄성 해석을 수행하였다. 또한 Oberhagemann and Moctar (2011)은 RANS (Reynolds average Navier-Stokes) 방정식을 이용하여 유체영역을 해석하였다. 유체영역의 해석은 초기에는 스트립 기법을 많이 사용하였지만 최근에는 3차원 기법이 많이 이용되는 추세이다.

초기 구조영역은 균일한 보의 고유모드를 중첩하는 방법을 이용하였다 (Bishop and Price, 1974). 이러한 균일한 보는 대칭적인 (symmetric) 문제에만 적용할 수 있기 때문에 반대칭 (antisymmetric) 문제를 풀기 위해서 확장 되었다 (Bishop and Price, 1976). 보를 이용한 구조영역의 해석은 간단하기 때문에 초기 구조영역의 해석에서 많이 사용되었지만 복잡한 실제 구조물을 나타내기에는 한계가 존재한다. 이러한 문제로 인해서 3차원 유한요소 모델이 구조영역에서 사용되기 시작하였다 (Price and Wu, 1985; Bishop et al.,

1986). 구조영역의 해석은 초기에 보에 기반한 해석방법이 많이 사용되었지만 최근에는 3차원 유한요소 (finite element, FE) 모델이 많이 이용되는 추세이다.

유체와 구조를 연성하는 방법은 크게 3가지가 존재하는데, 단일 해석 (monolithic), 약한 연성 (weakly coupling), 강한 연성 (fully coupling) 이다. 단일 해석은 유체와 구조영역을 하나의 식으로 통합하고 이를 해석하는 방법이다. 단일 해석은 유체와 구조영역의 공통적인 변수를 소거하고 하나의 식으로 만들어야 하는데 이는 쉽지 않다. 또한 수치적으로 해석하기 어렵고 복잡한 문제에 적용하기가 힘들어 많이 사용되지 않고 있다. 약한 연성은 단방향 연성으로 유체와 구조 영역에서 각각 독립적으로 해석하고 유체영역에서 하중을 계산하여 구조 영역에 전달하여 구조영역에서 변형을 해석하는 방법이다. 이 방법은 부가질량에 의한 수치적인 불안정성을 내포하고 있으며 유체영역과 구조영역의 시간 차이가 존재한다. 강한 연성은 상호 연성으로 유체영역과 구조영역에서 구조영역의 변위가 수렴할 때까지 하중과 변위를 주고 받는다. 강한 연성은 유체력을 정확히 반영할 수 있으며 유체영역과 구조영역의 시간 차이가 존재하지 않는다.

1.3 주요 연구 내용 및 목표

본 연구에서는 유탄성이 파랑 표류력과 부가저항에 미치는 영향을 파악하는 것을 목표로 한다. 이를 위해서 유탄성 문제를 풀어야 하는데 유탄성 문제를 풀기 위한 유체-구조 연성 해석은 서울대학교 해양유체역학연구실에서 개발한 WISH-FLEX 3DM을 이용하였다. 유탄성 해석의 검증은 Remy 바지선의 선수와 선미에서 수직방향 운동응답을 실험 결과와 비교하는 방법으로 수행하였다.

탄성체의 표류력과 부가저항을 해석하기 위해서 강체에서 적용하던 압력 적분법을 탄성체에 적용가능 하도록 확장하였다. 탄성체의 표류력과 부가저항은 실험 결과를 찾을 수 없었기 때문에 본 연구에서는 확장한 압력 적분법의 검증을 위해서 모멘텀 보존법을 이용하였다. 모멘텀 보존법은 선체로부터 떨어진 곳에서 유체장의 속도와 압력으로 표류력 및 부가저항을 구하는 방법으로 유체영역과 구조영역이 상호연성이 되어 있다면 물체가 강체 또는 탄성체에 상관없이 적용할 수 있기 때문이다. 모멘텀 보존법은 기존에 제시된 방법을 이용하고 수치적인 적용에서는 Joncquez (2009)와 Kim et al. (2012)에서 제시된 방법의 한계를 제시하고 이를 수정 및 보완하여 적용하였다. 보완된 방법은 강체의 표류력 및 부가저항의 해석에서 압력 적분법과 아주 유사한 값을 보여주며 실험 결과와 유사한 결과를 주는 것을 확인하였다. 이로부터 강체에 대해서는 압력 적분법과 모멘텀 보존법이 좋은 결과를 주는 것을 확인하였다. 모멘텀 보존법은 물체가 강체 또는 탄성체에 관계없이

동일한 방법을 사용하기 때문에 탄성체에 대해서도 믿을만한 결과를 줄 것으로 가정하였다. 이를 바탕으로 압력 적분법과 모멘텀 보존법의 결과 비교를 통해서 탄성체로 확장된 압력 적분법의 검증을 수행하였다.

유탄성의 영향이 표류력에 미치는 영향은 사각 바지선의 표류력 해석을 통해서 살펴보았다. 사각 바지선은 임의로 만든 모델로 실험 결과 및 수치해석의 결과가 존재하지 않기 때문에 강체의 운동응답 및 표류력의 검증은 상용 프로그램인 WADAM의 결과와 비교를 통해서 검증을 수행하였다. 탄성체의 표류력은 압력 적분법과 모멘텀 보존법의 비교를 통해서 검증을 수행하였다. 표류력의 검증 후에는 유탄성이 표류력에 미치는 영향과 그 원인을 파악하기 위해서 표류력의 구성 성분 별로 강체와 탄성체의 결과를 비교하였다.

부가저항에 미치는 유탄성의 영향은 blunt modified Wigley 선형을 통해서 살펴보았다. Blunt modified Wigley 선형에 대해서는 강체의 운동 응답 및 부가저항의 실험 결과들이 있다. 강체의 운동 응답 및 부가저항은 실험 결과와 비교를 통하여 검증을 수행하였다. 탄성체 blunt modified Wigley 선형은 가상의 모델로 본 연구를 위해서 유연하게 만든 모델이다. 탄성체의 부가저항은 표류력에서 수행하였던 검증 방법과 동일하게 압력 적분법과 모멘텀 보존법의 비교를 통해서 검증을 수행하였다.

실제 선박에서 유탄성이 부가저항에 미치는 영향을 파악하기

위해서 실제 선박과 유사한 18,000 TEU 컨테이너선에 본 연구에서 개발한 방법을 적용하였다. 운동응답은 실험 결과와 비교하였다. 부가저항은 압력 적분법과 모멘텀 보존법을 이용하여 해석하였으며, 선형 및 비선형 스프링잉이 발생하는 조건에서 유탄성이 부가저항에 미치는 영향에 대해서 살펴보았다.

2. 이론적 배경 및 수치해석 기법

2.1 유체-구조 연성해석

2.1.1 유체-구조 연성

유체-구조 연성해석은 서울대학교 해양유체역학연구실에서 개발한 WISH-FLEX 3DM (Kim, 2016; Kim and Kim, 2014)을 이용하였다. 유체-구조 연성해석의 개념도를 Fig. 2-1에 나타내었다. 유체영역은 3차원 경계요소법의 하나인 랜킨패널법을 이용하여 해석하고, 구조영역은 3차원 유한요소 모델로부터 얻은 고유 모드 벡터를 이용하여 해석한다. 유체와 구조영역의 연성은 유체영역으로부터 유체력을 계산하고 이를 이용하여 구조 모델의 운동응답을 계산한다. 이러한 연성 방법은 유체력을 정확하게 반영할 수 있고, 유체영역과 구조영역의 시간 차이가 존재하지 않는다. 운동응답의 시간적분은 4차의 Adams-Bashforth-Moulton 방법을 이용하였다. Adams-Bashforth-Moulton은 명시적으로 예측자 (predictor)를 구하고, 암시적으로 반복없이 수정자(corrector)를 이용하는 방법으로 계산시간을 줄이면서 정확도를 유지하는 방법이다. 유체영역과 구조영역의 해석법과 수치해석 기법에 관한 설명은 아래에 자세하게 기술하였다.

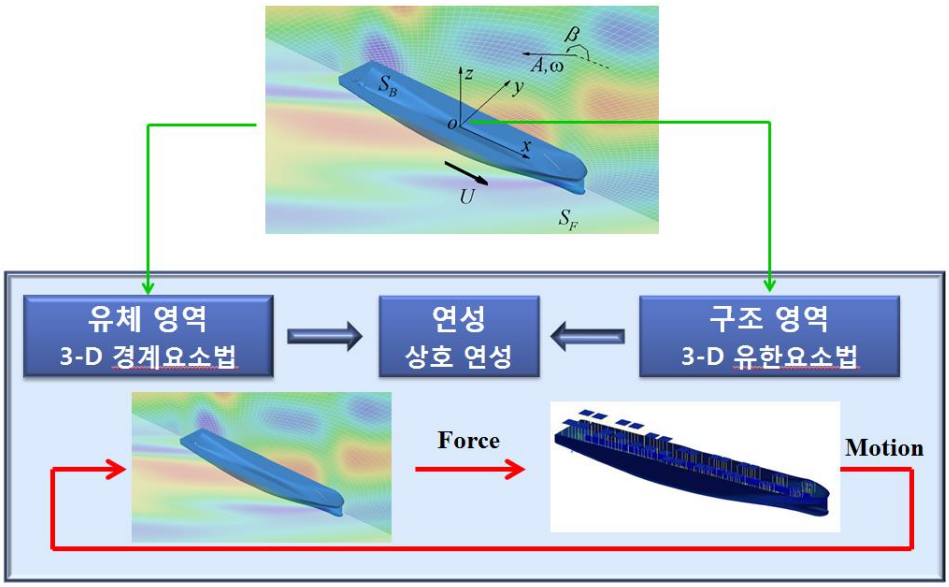


Fig. 2-1 Diagram of hydroelastic analysis

2.1.2 유체 영역

유체 영역은 서울대학교 해양유체역학연구실에서 개발한 WISH (Kim et al. 2010)를 기반으로 한다. 본 연구에서는 유체영역은 경계요소법 기반의 시간영역 3차원 랜킨패널법을 이용하였다. 유체영역의 설명은 속도가 존재하는 조건을 기준으로 기술하며 속도가 없는 문제의 경우 속도와 관련된 항을 무시하면 된다. Fig. 2-2과 같이 U의 속도로 x축 방향으로 진행하는 선박에 대해서 선박 고정 관성 좌표계 (o-xyz)를 도입하였다.

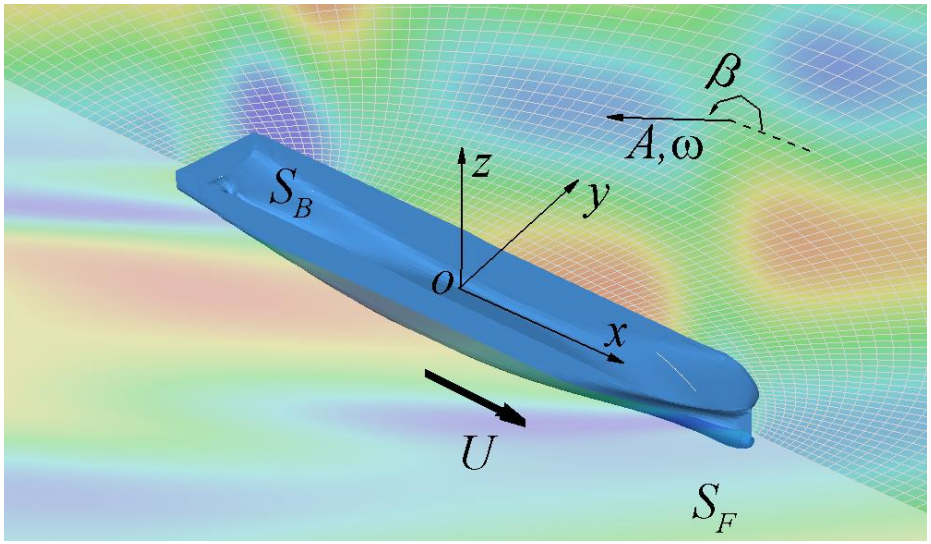


Fig. 2-2 Coordinate system for seakeeping problem

입사파의 진폭과 주파수는 A, ω로 정의하며, β는 입사되는 파도의 입사 각도를 의미한다 (선수파에서 β=180°). S_B와 S_F는 선박의 표면과 자유표면을 의미한다.

선박의 운동은 선박의 평균 위치에서 정의되며, 강체 모드에 대응되는 병진운동 ξ_T =(ξ_1, ξ_2, ξ_3)과 회전운동 ξ_R =(ξ_4, ξ_5, ξ_6)의 6자유도 운동과 탄성체 모드에 대응되는 탄성체 운동 ($\xi_{7\sim}$)으로 구성되어 있다.

속도 포테셜을 도입하기 위해서 비압축 및 비점성 유체의 비회전 유동을 가정하면, 속도 포텐셜은 유체장과 경계면에서 각각 다음과 같은 라플라스 방정식과 경계조건으로 나타낼 수 있다.

$$\nabla^2\phi = 0 \qquad \text{in fluid domain} \qquad (2.1)$$

$$\frac{\partial\phi}{\partial n} = \vec{U}\cdot\vec{n} + \frac{\partial\vec{\mathbf{u}}}{\partial t}\cdot\vec{n} \qquad \text{on } S_B \qquad (2.2)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} - (\vec{U} - \nabla\phi)\cdot\nabla\right](z-\zeta) = 0 \qquad \text{on } z = \zeta(x,y,t) \qquad (2.3)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} - (\vec{U} - \nabla\phi)\cdot\nabla\right]\phi = -g\zeta + \frac{1}{2}\nabla\phi\cdot\nabla\phi \qquad \text{on } z = \zeta(x,y,t) \qquad (2.4)$$

여기서 $\vec{\mathbf{u}}$ 는 변위 벡터이다. 위의 경계조건 문제를 선형화 하기 위해서 속도 포텐셜과 파고를 다음과 같이 정의한다.

$$\phi(\vec{x},t) = \Phi(\vec{x}) + \phi_I(\vec{x},t) + \phi_d(\vec{x},t) \qquad (2.5)$$

$$\zeta(\vec{x},t) = \zeta_I(\vec{x},t) + \zeta_d(\vec{x},t) \qquad (2.6)$$

여기서 Φ는 이중물체 포텐셜을 나타내며 O(1)이다. 아래첨자 *I*는 입사파 (incident wave)와 관련된 성분을 의미하며, *d*는 교란파 (disturbed wave)와 관련된 성분이다. 이 두 성분은 모두 O(ε)이다. 이중물체 선형화 (double-body linearization)방법을 적용하는 경우에는 *z*=0을 대칭으로 이미지 물체를 두어 무한 유체장에서 $\partial\Phi/\partial n = U\cdot n$을 만족하는 경계조건 문제를 풀어서 Φ를 계산한다. 선형화된 경계조건은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial \phi_d}{\partial n} = \sum_{j=1}^{6+n}\left(\frac{\partial \xi_j}{\partial t} n_j + \xi_j m_j \right) - \frac{\partial \phi_I}{\partial n} \qquad \text{on } \bar{S}_B$$

$$n_j = \vec{A}^j \cdot \vec{n} \tag{2.7}$$

$$m_j = (\vec{n} \cdot \nabla)(\vec{A}^j \cdot (\vec{U} - \nabla\Phi))$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} - (\vec{U} - \nabla\Phi) \cdot \nabla \right] \zeta_d = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} (\zeta_d + \zeta_I) + \frac{\partial \phi_d}{\partial z} - \nabla\Phi \cdot \nabla \zeta_I \quad \text{on } z = 0 \tag{2.8}$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} - (\vec{U} - \nabla\Phi) \cdot \nabla \right] \phi_d = -g\zeta_d - \nabla\Phi \cdot \nabla \phi_I + \left[-\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \left(\vec{U} - \frac{1}{2}\nabla\Phi \right) \cdot \nabla\Phi \right] \quad \text{on } z = 0 \tag{2.9}$$

$\bar{S}_B$는 선박의 평균 위치에서의 접수면을 의미하며, m_j는 m-항이라고 불리며, 선박 운동에 있어서 전진속도에 의해 발생하는 정상해와 선박 운동에 의한 비정상해의 연성효과를 반영한다. $\vec{A}^j$ 는 j 번째 모드의 고유벡터를 의미한다. 식 (2.9)에서 $\left(\vec{U} - \frac{1}{2}\nabla\Phi \right) \cdot \nabla\Phi$ 항은 정상항 (steady term)으로 부가저항을 계산 할 때는 포함 시키지 않았다. 정상항과 관련된 부분은 부가저항을 해석하는 부분에서 다시 설명하겠다.

속도 포텐셜을 베르누이 방정식에 넣고 1차항까지 정리하면 선형화된 압력을 구할 수 있으며, 이를 선박 표면에 대해서 적분하면 힘을 계산할 수 있다. 이를 아래와 같이 Froude-Krylov 힘과 유체동역학적 힘으로 구분할 수 있다.

$$F_{F.K.j} = -\rho \iint_{\bar{S}_B} \left\{ \left(\frac{\partial}{\partial t} - (\vec{U} - \nabla\Phi) \cdot \nabla \right) \phi_I \right\} \cdot n_j dS \qquad j = 1, 2, \cdots, 6+n \tag{2.10}$$

$$F_{H.D.j} = -\rho \iint_{\bar{S}_B} \left\{ \left(\frac{\partial}{\partial t} - (\vec{U} - \nabla\Phi) \cdot \nabla \right) \phi_d + \left[\frac{\partial \Phi}{\partial t} - \vec{U} \cdot \nabla\Phi + \frac{1}{2} \nabla\Phi \cdot \nabla\Phi \right] \right\} \cdot n_j dS \qquad j = 1, 2, \cdots, 6+n \tag{2.11}$$

선박 운동 문제에서 비선형성에 대한 요인은 크게 자유표면의 비선형성과 물체 형상의 비선형성으로 나눌 수 있다. 물체 형상이 갖는 비선형성은 대체로 자유표면이 갖는 비선형성에 비하여 그 적용이 간단하기 때문에 최근에 선박 운동 문제 해석에서 많이 고려되고 있다. 특히 Froude-Krylov 힘과 복원력을 선박의 실제 입수면에서 계산하여 선박의 비선형 운동을 해석하는 방법이 많이 적용되고 있으며, 이를 일반적으로 약한 비선형 (weakly-nonlinear) 해석이라고 부른다.

약한 비선형 해석 방법보다 선박 입수면의 변화로 인한 비선형성을 좀 더 고려하는 해석 방법으로 weak-scatterer 가정에 근거한 해석 방법이 있다 (Kim, 2011). 이는 Froude-Krylov 힘과 복원력뿐만 아니라 선박에 의해 산란되는 유체 동역학적 힘까지 입사파를 고려한 실제 입수면에 대해 계산하는 방법이다. 이 방법은 매시간 선박의 실제 위치를 고려하여 입사파에 의한 선박의 입수면 및 자유표면에 격자를 생성하고, 그에 따른 경계조건 문제를 해석하는 방법으로, 약한 비선형 해석 방법에 비하여 많은 해석

시간이 소요되지만 선박 입수면에 의한 비선형성을 좀 더 반영할 수 있다.

본 연구에서는 약한 비선형 방법을 적용하였으며, 약한 비선형 해석 기법에서는 복원력 및 Froude-Krylov 힘은 실제 입수면적에서 계산하는 반면, 유체동역학적 힘의 경우 선형 해석 기법과 동일하게 평균 입수면적에 대해서 계산한다. 비선형 복원력과 Froude-Krylov 힘은 다음과 같다.

$$\{F_{Res.WN,j}\} = \int_{S_B} \rho g(-z)\cdot n_j' dS - \int_{\bar{S}_B} \rho g(-z)\cdot n_j dS \tag{2.12}$$

$$\begin{aligned}\{F_{F.K.,WN,j}\} = &-\rho\int_{S_B}\left\{\left(\frac{\partial}{\partial t}-\vec{U}\cdot\nabla\right)\phi_I+\frac{1}{2}\nabla\phi_I\cdot\nabla\phi_I\right\}\cdot n_j' dS \\ &+\rho\int_{\bar{S}_B}\left\{\left(\frac{\partial}{\partial t}-\vec{U}\cdot\nabla\right)\phi_I+\frac{1}{2}\nabla\phi_I\cdot\nabla\phi_I\right\}\cdot n_j dS\end{aligned} \tag{2.13}$$

식 (2.7) ~ (2.9)에 제시된 교란 포텐셜에 대한 선형화된 경계조건 문제를 해석하기 위해서 3차원 랜킨패널법을 이용하였다. 랜킨패널법을 적용하기 위해서 선박의 표면과 수면을 패널로 이산화하고 3차원 랜킨 소스를 분포시켰다. 그린의 2차 정리를 이용하면 교란 포텐셜에 대해서 아래와 같이 적분 방정식을 유도할 수 있다.

$$\phi_d + \iint_{\bar{S}_B}\phi_d\frac{\partial G}{\partial n}dS - \iint_{\bar{S}_F}\frac{\partial\phi_d}{\partial n}GdS = \iint_{\bar{S}_B}\frac{\partial\phi_d}{\partial n}GdS - \iint_{\bar{S}_F}\phi_d\frac{\partial G}{\partial n}dS \tag{2.14}$$

여기서 G(=1/r)는 랜킨 소스를 의미한다. 우변에서 나타낸 물체 표면에서의 법선 속도와 수면에서 포텐셜은 경계조건으로부터 알고 있는 값이며, 좌변에서 나타난 물체 표면에서 표텐셜과 수면에서 법선 속도는 위의 적분 방정식으로부터 얻고자 하는 값이다. 이 적분 방정식을 이산화하면 대수 방정식으로 변환 가능하며 수치적으로 교란 포텐셜을 얻을 수 있다.

WISH에서는 교란 포텐셜, 교란파의 파고, 교란 포텐셜의 법선 방향 미분값을 패널 내에서 비스플라인 (B-spline) 함수의 형태로 나타내었다.

$$\begin{aligned}
\phi_d(\vec{x},t) &= \sum_{j=1}^{9}(\phi_d)_j(t)B_j(\vec{x}) \\
\zeta_d(\vec{x},t) &= \sum_{j=1}^{9}(\zeta_d)_j(t)B_j(\vec{x}) \\
\frac{\partial\phi_d}{\partial n}(\vec{x},t) &= \sum_{j=1}^{9}\left(\frac{\partial\phi_d}{\partial n}\right)_j(t)B_j(\vec{x})
\end{aligned} \tag{2.15}$$

여기서 $B_j(\vec{x})$는 비스플라인 기저함수 (basis function)이며, $(\phi_d)_j$는 j 번째 패널의 교란 포텐셜, $(\zeta_d)_j$는 j 번째 패널에서 파고, $\left(\frac{\partial\phi_d}{\partial n}\right)_j$는 j 번째 패널에서 교란 포텐셜의 법선 미분값이다. 사각 패널의 국부 좌표계에서 기저함수는 $B(x,y)=b(x)b(y)$로 나타낼 수 있으며 $b(x)$는 다음과 같다.

$$b(x)=\begin{cases}\dfrac{1}{2h_x^2}\left(x+\dfrac{3h_x}{2}\right)^2, & -\dfrac{3h_x}{2}<x<-\dfrac{h_x}{2}\\ \dfrac{1}{h_x^2}\left(-x^2+\dfrac{3h_x^2}{2}\right)^2, & -\dfrac{h_x}{2}<x<\dfrac{h_x}{2}\\ \dfrac{1}{2h_x^2}\left(-x+\dfrac{3h_x}{2}\right)^2, & \dfrac{h_x}{2}<x<\dfrac{3h_x}{2}\end{cases} \tag{2.16}$$

자유표면 경계조건의 시간적분은 명시적 방법 (explicit method)과 암시적 방법 (implicit method)의 혼합기법을 적용하였다. 식 (2.8)의 운동학적 자유표면 경계조건은 수치적으로 명시적 오일러 (explicit Euler) 방법을 적용하여 아래의 식과 같이 나타낼 수 있다.

$$\zeta_d^{n+1}=\zeta_d^n+\Delta t\frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2}\left(\zeta_d^n+\zeta_I^n\right)+\Delta t\left(\vec{U}-\nabla\Phi\right)\cdot\nabla\zeta_d^n+\Delta t\frac{\partial\phi_d^n}{\partial z}-\Delta t\nabla\Phi\cdot\nabla\zeta_I^n \tag{2.17}$$

여기서 위첨자 n는 이전 시간 단계를 의미하며 n+1은 다음 시간 단계를 의미한다.

식 (2.9)의 동역학적 자유표면 경계조건은 수치적으로 암시적 오일러 (implicit Euler) 방법을 적용하여 아래의 식과 같이 나타낼 수 있다.

$$\phi_d^{n+1} - \Delta t\left(\vec{U} - \nabla\Phi\right)\cdot\nabla\phi_d^{n+1}$$
$$= \phi_d^n + \Delta t\left(-\frac{\partial\Phi}{\partial t} - g\zeta_d^{n+1} + \left[\vec{U}\cdot\nabla\Phi - \frac{1}{2}\nabla\Phi\cdot\nabla\Phi\right] - \nabla\Phi\cdot\nabla\phi_I^n\right) \tag{2.18}$$

동역학적 자유표면 경계조건은 운동학적 자유표면 경계조건으로부터 얻은 다음 시간 단계의 파고와 이전 시간 단계의 포텐셜을 이용하여 다음 시간 단계의 포텐셜을 얻을 수 있다.

2.1.3 구조 영역

구조 영역은 서울대학교 해양유체역학연구실에서 개발한 WISH-FLEX 3DM (Kim, 2016)을 기반으로 한다. WISH-FLEX 3DM에서 구조 영역은 3차원 유한요소 모델의 고유 모드 벡터를 유체모델과 연성하는 방법을 이용한다.

선체는 3차원 직교 좌표계에서 절점을 이용하여 나타낼 수 있다. 유한요소 법을 이용하면 절점들의 관계는 질량 행렬, 감쇠 행렬, 강성 행렬의 형태로 나타낼 수 있다. 이산화된 선체의 운동은 각각의 절점에서 변위 벡터와 이에 대한 시간 미분을 이용하여 나타낼 수 있으며 운동방정식은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\mathbf{M}\ddot{\vec{\mathbf{u}}}(t) + \mathbf{C}\dot{\vec{\mathbf{u}}}(t) + \mathbf{K}\vec{\mathbf{u}}(t) = \vec{\mathbf{f}}(\ddot{\vec{\mathbf{u}}}(t), \dot{\vec{\mathbf{u}}}(t), \vec{\mathbf{u}}(t), t) \tag{2.19}$$

여기서 $\mathbf{M}$은 질량 행렬, $\mathbf{C}$는 감쇠 행렬, $\mathbf{K}$는 강성 행렬이고 $\vec{\mathbf{f}}$는 유체영역에서 발생하는 유체력이다. 조화 자유 진동의 운동 방정식과 고유치 문제는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\mathbf{M}\ddot{\vec{\mathbf{u}}}(t)+\mathbf{K}\vec{\mathbf{u}}(t)=0 \tag{2.20}$$

$$\left|\mathbf{K}-\omega^2\mathbf{M}\right|\vec{\mathbf{a}}=0 \tag{2.21}$$

여기에서 ω 는 고유주파수, $\vec{\mathbf{a}}$ 는 고유벡터이다. WISH-FLEX 3DM에서 3차원 유한요소의 모델링 및 식 (2.21)을 직접 풀지는 않는다. 외부에서 유한요소 프로그램을 이용하여 고유치 문제를 해석하고 그 결과를 이용한다. 본 연구에서는 상용 프로그램인 MSC NASTRAN을 이용하여 고유치 문제를 해석하였다. 고유 주파수와 고유 벡터는 구속되지 않은 자유도 개수 m 만큼 얻어지며 직교 좌표계에서 변위와 일반화된 좌표계에서 변위는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\vec{\mathbf{u}}(t)=\left[\vec{\mathbf{a}}^1 \quad \cdots \quad \vec{\mathbf{a}}^m\right]\begin{Bmatrix}\xi^1(t)\\ \vdots \\ \xi^m(t)\end{Bmatrix}=\mathbf{A}\vec{\boldsymbol{\xi}}(t) \tag{2.22}$$

여기에서 $\mathbf{A}$ 는 고유벡터 행렬로 질량 행렬에 대해 정규화되었으며 $\vec{\boldsymbol{\xi}}(t)$ 는 일반화된 좌표계에서 변위 벡터이다. 식 (2.22)를 식 (2.19)에 대입하고 전치 행렬을 양변에 곱하면 운동

방정식은 다음과 같이 직교화된다.

$$\mathbf{M}_{\mathrm{A}}\ddot{\vec{\xi}}(t)+\mathbf{C}_{\mathrm{A}}\dot{\vec{\xi}}(t)+\mathbf{K}_{\mathrm{A}}\vec{\xi}(t)=\vec{\mathbf{f}}_{\mathrm{A}}(\ddot{\vec{\mathbf{u}}}(t),\dot{\vec{\mathbf{u}}}(t),\vec{\mathbf{u}}(t),t) \tag{2.23}$$

여기에서 고유벡터의 직교성에 의해서 $\mathbf{M}_{\mathrm{A}}$ 는 단위 행렬이 되고 $\mathbf{C}_{\mathrm{A}}$ 는 대각 성분에 모드 감쇠율을 지정할 수 있는 행렬이 된다. $\mathbf{K}_{\mathrm{A}}$ 는 대각성분에 고유 주파수의 제곱이 들어 있는 행렬이 되며, $\vec{\mathbf{f}}_{\mathrm{A}}$ 는 유체력의 모드 힘 벡터가 된다. 이 식은 식 (2.21)과 같이 m 의 자유도를 갖기 때문에 직접 해를 구하기는 것은 많은 시간이 든다. 이러한 단점을 극복하기 위해서 저차와 고차 모드의 해를 나누는 방법이 있다 (Wu and Hermundstad, 2005). 탄성체 운동의 고차 모드는 그 변위가 매우 작으며 고유 주파수가 높고, 유체장에 미치는 영향도 작다. 따라서 본 연구에서는 다음과 같은 가정을 한다.

$$\xi^{j}(t)\gg\xi^{k}(t) \quad (1\le j\le 6+n<k\le m) \tag{2.24}$$

여기에서 j는 저차 모드의 번호이며 k는 고차 모드의 번호이다. 1~6번이 강체 운동이며 7번부터 탄성체 모드에 해당한다. 직교 좌표계에서 고차 모드를 무시한 변위 벡터의 근사값 $\vec{\mathbf{u}}'(t)$ 은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\vec{\mathbf{u}}(t)=\sum_{i=1}^{m}\vec{\mathbf{a}}^{i}\xi^{i}(t)\approx\sum_{i=1}^{6+n}\vec{\mathbf{a}}^{i}\xi^{i}(t)=\left[\vec{\mathbf{a}}^{1}\quad\cdots\quad\vec{\mathbf{a}}^{6+n}\right]\begin{Bmatrix}\xi^{1}(t)\\ \vdots\\ \xi^{6+n}(t)\end{Bmatrix}=\vec{\mathbf{u}}'(t) \tag{2.25}$$

식 (2.25)을 식 (2.19)에 대입하면 좌변을 저차와 고차 모드의 식으로 분리할 수 있다.

$$\begin{bmatrix}\mathbf{M}_{\mathrm{L}} & 0\\ 0 & \mathbf{M}_{\mathrm{H}}\end{bmatrix}\begin{Bmatrix}\ddot{\xi}^{j}(t)\\ \ddot{\xi}^{k}(t)\end{Bmatrix}+\begin{bmatrix}\mathbf{C}_{\mathrm{L}} & 0\\ 0 & \mathbf{C}_{\mathrm{H}}\end{bmatrix}\begin{Bmatrix}\dot{\xi}^{j}(t)\\ \dot{\xi}^{k}(t)\end{Bmatrix}+\begin{bmatrix}\mathbf{K}_{\mathrm{L}} & 0\\ 0 & \mathbf{K}_{\mathrm{H}}\end{bmatrix}\begin{Bmatrix}\xi^{j}(t)\\ \xi^{k}(t)\end{Bmatrix}=\begin{Bmatrix}{f_{\mathrm{A}}}^{j}(\ddot{\vec{\mathbf{u}}}'(t),\dot{\vec{\mathbf{u}}}'(t),\vec{\mathbf{u}}'(t),t)\\ {f_{\mathrm{A}}}^{k}(\ddot{\vec{\mathbf{u}}}'(t),\dot{\vec{\mathbf{u}}}'(t),\vec{\mathbf{u}}'(t),t)\end{Bmatrix} \tag{2.26}$$

여기에서 아래첨자 L과 H는 각각 저차와 고차 모드를 의미하며 위첨자 j와 k는 식 (2.24)에서 표시한 저차 및 고차 모드의 번호에 해당한다. 식 (2.26)은 저차 모드 운동방정식과 고차 모드 운동방정식으로 나눌 수 있다. 고차 모드 운동방정식에서 동적인 항을 무시하고 정적인 상태에 있다고 가정하면 저차 모드와 고차 모드의 운동방정식은 아래와 같이 나타낼 수 있다.

$$\mathbf{M}_{\mathrm{L}}\left\{\ddot{\xi}^{j}(t)\right\}+\mathbf{C}_{\mathrm{L}}\left\{\dot{\xi}^{j}(t)\right\}+\mathbf{K}_{\mathrm{L}}\left\{\xi^{j}(t)\right\}=\left\{{f_{\mathrm{A}}}^{j}(\ddot{\vec{\mathbf{u}}}'(t),\dot{\vec{\mathbf{u}}}'(t),\vec{\mathbf{u}}'(t),t)\right\} \tag{2.27}$$

$$\mathbf{K}_{\mathrm{H}}\left\{\xi^{k}(t)\right\}=\left\{{f_{\mathrm{A}}}^{k}(\ddot{\vec{\mathbf{u}}}'(t),\dot{\vec{\mathbf{u}}}'(t),\vec{\mathbf{u}}'(t),t)\right\} \tag{2.28}$$

식 (2.27)으로 나타낸 저차 모드는 좌변에 질량 행렬과 감쇠 행렬 그리고 강성 행렬이 남아 있으며, 우변에는 저차 모드가 포함되어

좌변의 항과 우변의 항이 연성되어 있다. 그러나 식 (2.28)으로 나타낸 고차 모드는 좌변에 강성 행렬만 있으며 우변에 고차 모드의 운동이 포함되어 있지 않다. 고차 모드의 운동 응답은 저차 모드의 운동 응답으로부터 계산할 수 있다.

위의 식 (2.27)에서 우변의 힘은 모드 힘에 해당하며 이는 고유 모드 벡터와 유체력 벡터의 내적이다. 이를 위해서 선체 표면의 유체 패널에서 고유벡터가 필요하다. 일반적으로 유체력을 구하는데 사용되는 유체 패널과 구조의 유한요소 모델은 일치하지 않기 때문에 유한요소 모델의 고유벡터를 직접 사용할 수 없다. 따라서 유체 패널과 인접한 요한요소 모델의 고유벡터를 내삽하여 유체 패널에서 고유벡터를 구하였다.

운동방적식 (2.27)은 유체력의 급격한 변화로 인한 해의 불안정성을 감소시키기 위해서 양변에 무한주파수 부가질량을 더하여 식을 다음과 같이 변형하였다.

$$\begin{aligned}&\left[\mathbf{M}_{\mathrm{L}}+\mathbf{M}_{\mathrm{L}}(\infty)\right]\left\{\ddot{\xi}^{j}(t)\right\}+\mathbf{C}_{\mathrm{L}}\left\{\dot{\xi}^{j}(t)\right\}+\mathbf{K}_{\mathrm{L}}\left\{\xi^{j}(t)\right\}\\&\quad=\left\{f_{\mathrm{A}}+\mathbf{M}_{\mathrm{L}}(\infty)\ddot{\xi}^{j}(t)\right\}\end{aligned}\tag{2.29}$$

위의 식 (2.29)의 시간 적분을 위해서 초기에는 4차의 Runge-Kutta 방법을 이용하고, 이후에는 4차의 Adams-Bashfort-Moulton 방법을 이용하였다. 식 (2.29)로부터 가속도를 얻을 수 있으며 아래의 식을 이용하여 다음 시간 단계의 속도를 얻을 수 있다.

$$\dot{\xi}_p^{n+1} = \dot{\xi}^n + \frac{\Delta t}{24}\left(55\ddot{\xi}^n - 59\ddot{\xi}^{n-1} + 37\ddot{\xi}^{n-2} - 9\ddot{\xi}^{n-3}\right) \quad (2.30)$$

$$\dot{\xi}_c^{n+1} = \dot{\xi}^n + \frac{\Delta t}{24}\left(9\ddot{\xi}_p^{n+1} + 19\ddot{\xi}^n - 5\ddot{\xi}^{n-1} + \ddot{\xi}^{n-2}\right) \quad (2.31)$$

여기서 위첨자 n는 이전 시간 단계를 의미하며 n+1은 다음 시간 단계를 의미한다. 아래첨자 p 는 예측자를 의미하며 c 는 수정자를 의미한다.

2.2 표류력 및 부가저항 해석

강체의 파랑 중 표류력 및 부가저항을 해석 하는 방법 중에서 가장 많이 사용되는 방법이 압력 적분법과 모멘텀 보존법이다. 본 연구에서는 두 가지 방법을 사용하여 표류력 및 부가저항을 해석하였다. 또한 강체의 표류력 및 부가저항 해석에 사용되는 압력 적분법을 탄성체로 확장하고 모멘법 보존법의 결과와 비교를 통해서 확장된 방법을 검증하였다.

2.2.1 압력 적분법

압력 적분법은 물체의 표면에서 2차 압력을 적분하여 물체에 작용하는 표류력 및 부가저항을 해석하는 방법이다. 압력 적분법은 모멘텀 보존법에 비해서 계산 과정이 좀 더 복잡하고 수치적으로 불안정하지만 부가저항 식의 물리적 해석이 용이하며, 3가지 방향의

힘과 모멘트를 모두 계산 할 수 있고, 다중 물체 문제나 비선형 문제로의 확장이 수월하다는 장점이 있다. 우선 강체에 적용 가능한 압력 적분법에 대해서 설명하고 탄성체로 확장하는 부분은 뒤에서 설명하였다.

선체 표면에서 2차 압력을 적분하기 위해서 압력, 위치 벡터 및 법선 벡터를 관성 좌표계에서 정의해야 한다. 이를 위해서 두 개의 좌표계를 도입하였으며, 이를 Fig. 2-3에 나타내었다. 좌표계 *o-xyz*는 선박의 속도로 이동하고 있는 관성 좌표계를 의미하며, 좌표계 *O-XYZ*는 선박의 속도로 이동하며 선박의 병진 및 회전 운동에 따라 움직이는 비관성 좌표계를 의미한다. Fig. 2-3에서 점선으로 나타낸 사각형 *P*는 운동이 없는 경우를 나타낸 것이며, 실선으로 표시한 사각형 *P'*은 선박의 운동으로 *P*가 이동한 것을 나타낸 것이다.

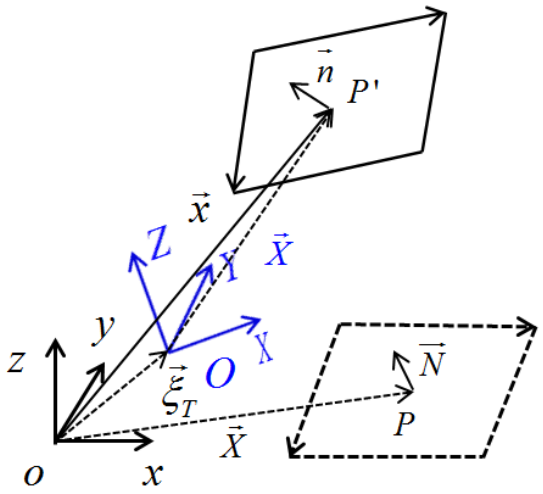


Fig. 2-3 Two coordinate systems for rigid body

관성 좌표계에서 선박의 위치 벡터 ($\vec{x}$)와 법선 벡터 ($\vec{n}$)는 비관성 좌표계의 위치 벡터 ($\vec{X}$)와 법선 벡터 ($\vec{N}$)를 사용하여 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned}\vec{x} &= \varepsilon\vec{\xi}_T + \mathbf{R}\vec{X} \\ \vec{n} &= \mathbf{R}\vec{N}\end{aligned} \tag{2.32}$$

여기서 ***R***은 회전변환을 나타내는 행렬이며, 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} \cos\xi_5\cos\xi_6 & -\cos\xi_5\sin\xi_6 & \sin\xi_5 \\ \cos\xi_6\sin\xi_4\sin\xi_5 + \cos\xi_4\sin\xi_6 & \cos\xi_4\cos\xi_6 - \sin\xi_4\sin\xi_5\sin\xi_6 & -\cos\xi_5\sin\xi_4 \\ -\cos\xi_4\cos\xi_6\sin\xi_5 + \sin\xi_4\sin\xi_6 & \cos\xi_6\sin\xi_4 + \cos\xi_4\sin\xi_5\sin\xi_6 & \cos\xi_4\cos\xi_5 \end{bmatrix} \tag{2.33}$$

선박의 운동을 O(ε)으로 가정하고 sin, cos 항을 테일러 전개를 하면 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$\mathbf{R}=\begin{bmatrix}1&0&0\\0&1&0\\0&0&1\end{bmatrix}+\varepsilon\begin{bmatrix}0&-\xi_6&\xi_5\\\xi_6&0&-\xi_4\\-\xi_5&\xi_4&0\end{bmatrix}+\varepsilon^2\frac{1}{2}\begin{bmatrix}-\left(\xi_5^2+\xi_6^2\right)&0&0\\2\xi_4\xi_5&-\left(\xi_4^2+\xi_6^2\right)&0\\2\xi_4\xi_6&2\xi_5\xi_6&-\left(\xi_4^2+\xi_5^2\right)\end{bmatrix} \tag{2.34}$$

식 (2.34)에서 우변의 세번째 항을 **H**로 나타내면 다음과 같다.

$$\mathbf{H}=\frac{1}{2}\begin{bmatrix}-\left(\xi_5^2+\xi_6^2\right)&0&0\\2\xi_4\xi_5&-\left(\xi_4^2+\xi_6^2\right)&0\\2\xi_4\xi_6&2\xi_5\xi_6&-\left(\xi_4^2+\xi_5^2\right)\end{bmatrix} \tag{2.35}$$

최종적으로 관성 좌표계에서 선박의 위치 벡터와 법선 벡터는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned}\vec{x}&=\vec{X}+\varepsilon\vec{\xi}_T+\varepsilon\vec{\xi}_R\times\vec{X}+\varepsilon^2H\vec{X}\\\vec{n}&=\vec{N}+\varepsilon\vec{\xi}_R\times\vec{N}+\varepsilon^2H\vec{N}\end{aligned} \tag{2.36}$$

관성 좌표계에서의 압력 p는 테일러 전개를 통해서 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$p(\vec{x}) = p(\vec{X}) + (\vec{x} - \vec{X}) \cdot \nabla p(\vec{X}) + \frac{1}{2}(\vec{x} - \vec{X})^2 \cdot \nabla^2 p(\vec{X}) \tag{2.37}$$

여기서 압력 $p(\vec{X})$ 는 베르누이 방정식을 통해서 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} p(\vec{X}) = & -\rho\left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} - \vec{U} \cdot \nabla\Phi + \frac{1}{2}\nabla\Phi \cdot \nabla\Phi + gZ\right) \\ & -\varepsilon\rho\left(\frac{\partial \phi}{\partial t} - (\vec{U} - \nabla\Phi) \cdot \nabla\phi\right) \\ & -\varepsilon^2\rho\left(\frac{1}{2}\nabla\phi \cdot \nabla\phi\right) \end{aligned} \tag{2.38}$$

선박에 작용하는 힘은 압력을 실제 접수면에 대해서 적분하여 계산할 수 있으며, 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\vec{F} = \iint_{S_B} p\vec{n}dS \tag{2.39}$$

위의 식에서 실제 접수면을 정수 중에서의 접수면 (mean wetted surface, $\overline{S}_B$)과 파도와 선박의 운동에 의한 접수면으로 구분할 수 있으며, 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\vec{F} = \iint_{\overline{S}_B} p\vec{n}dS + \int_{WL}\int_0^{\zeta_R} p\vec{n}dzdl \tag{2.40}$$

여기서 WL은 수선면을 나타내고 ζ_R 은 수선면에서 파의 진폭을

의미한다. 위의 식 (2.40)에 식 (2.36)-(2.38)를 대입하여 2차 성분 (2^{nd}-order component)만을 추려내면 선박에 작용하는 부가저항 계산식을 정리할 수 있으며, 최종 계산식은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$
\begin{aligned}
\vec{F}^{(2)} = & \frac{1}{2}\rho g \int_{WL} \left[\zeta_I + \zeta_d - (\xi_3 + \xi_4 Y - \xi_5 X)\right]^2 \frac{\vec{N}}{\sin\alpha} dl \\
& -\rho \int_{WL} \left[\frac{\partial \Phi}{\partial t} - \vec{U}\cdot\nabla\Phi + \frac{1}{2}\nabla\Phi\cdot\nabla\Phi \right] \left[\zeta_I + \zeta_d - (\xi_3 + \xi_4 Y - \xi_5 X)\right] \frac{\vec{N}_1}{\sin\alpha} dl \\
& -\rho \iint_{\bar{S}_B} \left[\frac{1}{2}\nabla(\phi_I + \phi_d)\cdot\nabla(\phi_I + \phi_d) \right] \vec{N} dS \\
& -\rho \iint_{\bar{S}_B} \left[\vec{\xi}_S \cdot \nabla \left(\frac{\partial(\phi_I + \phi_d)}{\partial t} - (\vec{U} - \nabla\Phi)\cdot\nabla(\phi_I + \phi_d) \right) \right] \vec{N} dS \\
& -\rho \iint_{\bar{S}_B} \left[H\vec{X} \cdot \nabla \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} - \vec{U}\cdot\nabla\Phi + \frac{1}{2}\nabla\Phi\cdot\nabla\Phi + gZ \right) \right] \vec{N} dS \\
& -\rho \iint_{\bar{S}_B} \left[\frac{\partial(\phi_I + \phi_d)}{\partial t} - (\vec{U} - \nabla\Phi)\cdot\nabla(\phi_I + \phi_d) + g(\xi_3 + \xi_4 Y - \xi_5 X) \right] \vec{N}_1 dS \\
& -\rho \iint_{\bar{S}_B} \left[\vec{\xi}_S \cdot \nabla \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} - \vec{U}\cdot\nabla\Phi + \frac{1}{2}\nabla\Phi\cdot\nabla\Phi + gZ \right) \right] \vec{N}_1 dS \\
& -\rho \iint_{\bar{S}_B} \left[\frac{\partial \Phi}{\partial t} - \vec{U}\cdot\nabla\Phi + \frac{1}{2}\nabla\Phi\cdot\nabla\Phi + gZ \right] \vec{N}_2 dS
\end{aligned}
\tag{2.41}
$$

여기서 α는 수선면에서 선체가 수선면과 이루는 각도를 의미하며, $\vec{\xi}_S$ 는 $\vec{\xi}_T + \vec{\xi}_R \times \vec{X}$ 를 의미한다. $\vec{N}_1, \vec{N}_2$ 는 1차, 2차 법선 벡터를 의미하며, 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\vec{N}_1 = \vec{\xi}_R \times \vec{N} \tag{2.42}$$

$$\vec{N}_2 = \mathbf{H}\vec{N} \tag{2.43}$$

식 (2.41)을 계산할 때 입사파만으로 이루어진 부분은 제외하고 계산을 수행하였다, 입사파만으로 이루어진 항은 평균값이 없기 때문이다.

탄성체에서는 6자유도의 강체 운동과 더불어 탄성체의 운동이 추가 되어서 n 자유도의 운동을 한다. Fig. 2-4는 강체의 6자유도 운동과 탄성체의 운동을 나타낸 것이다. 일반적으로 강체의 6자유도 운동은 O(ε)으로 가정한다. 탄성체로 압력 적분법을 확장하기 위해서 저차의 탄성체 운동을 O(ε)으로 가정한다. 만약에 탄성체의 운동이 O(ε^2)이 되더라도 탄성체 운동을 O(ε)으로 가정하고 유도한 식에서 일부항이 O(ε^2)에서 O(ε^3)으로 변하고 O(ε^2) 항의 크기가 O(ε^3) 항보다 크기 때문에 O(ε^3)로 변한 항은 큰 문제가 되지 않는다. 위의 가정으로부터 강체 및 탄성체의 저차 운동을 다음과 같이 가정한다.

$$\xi_j = O(\varepsilon) \quad for\ j = 1, \cdots, 6+n \tag{2.44}$$

탄성체의 위치 벡터와 법선 벡터를 나타내기 위해서 강체에서 정의한 두 개의 좌표계를 탄성체에 대해서 나타내면 Fig. 2-5와 같다. Fig. 2-5에서 점선으로 표시한 사각형 P는 운동이 없는 경우를 나타낸 것이며, 일점 쇄선 사각형은 6자유도 운동으로 이동한 사각형을 나타내고 실선은 6자유도 운동과 더불어 탄성체의

운동까지 포함하는 최종 위치는 나타낸다. 일점 쇄선 사각형에서 실선 사각형으로의 변화는 사각형의 네모서리 변화의 평균으로 나타내었으며 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\vec{\xi}_{f,av} = \frac{1}{4}\left(\sum_{j=7}^{6+n} \xi_{j,1}\vec{A}_j + \sum_{j=7}^{6+n} \xi_{j,2}\vec{A}_j + \sum_{j=7}^{6+n} \xi_{j,3}\vec{A}_j + \sum_{j=7}^{6+n} \xi_{j,4}\vec{A}_j \right) \tag{2.45}$$

식 (2.45)를 이용하면 강체에서 위치 벡터를 나타내었던 방법과 동일하게 아래와 같이 나타낼 수 있다.

$$\vec{x} = \varepsilon\vec{\xi}_T + \mathbf{R}\left(\vec{X} + \varepsilon\vec{\xi}_{f,av} \right) \tag{2.46}$$

식 (2.34)와 (2.35)를 이용하면 관성 좌표계에서 선박의 위치 벡터를 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} \vec{x} &= \vec{X} + \varepsilon\left(\vec{\xi}_T + \vec{\xi}_R \times \vec{X} + \vec{\xi}_{f,av} \right) + \varepsilon^2 \left(\mathbf{H}\vec{X} + \vec{\xi}_R \times \vec{\xi}_{f,av} \right) \\ &= \vec{X} + \varepsilon\vec{\xi}_{Tot,1} + \varepsilon^2\vec{\xi}_{Tot,2} \end{aligned} \tag{2.47}$$

관성 좌표계에서 법선 벡터는 Fig. 2-5에서 점선으로 나타낸 사각형과 실선으로 나타낸 사각형이 이루는 회전각으로부터 얻을 수 있다. 관성 좌표계에서 법선 벡터는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\vec{n} = \vec{N} + \varepsilon\vec{\xi}_{Rf} \times \vec{N} + \varepsilon^2 \mathbf{H}_f \vec{N}$$

(2.48)

여기서 $\vec{\xi}_{Rf}$ 와 $\mathbf{H}_f$ 는 강체의 회전운동이 아니라 위에서 언급한 점선으로 나타낸 사각형과 실선으로 나타낸 사각형이 이루는 회전각으로부터 얻을 수 있다. Wu et al. (1997)은 탄성체에 대해서 표류력 및 부가저항에 대한 식을 유도하였다. Wu et al. (1997)가 유도한 식과 본 논문에서 제시한 식을 비교해보면 식 (2.47)은 동일하나 식 (2.48)에서 Wu et al. (1997)는 강체의 회전운동 값을 사용하였고, 본 논문에서는 탄성체의 변형을 고려한 패널의 회전운동 값을 사용하였다. 선체의 변형이 크지 않은 경우에는 강체의 회전운동 값을 사용해도 큰 문제가 없어 보이나 선체의 변형이 큰 경우에는 본 연구에서 제시한 탄성체의 변형을 고려한 패널의 회전운동 값을 사용해야 될 것으로 생각된다. 회전운동의 영향은 뒤에서 자세하게 살펴볼 것이다.

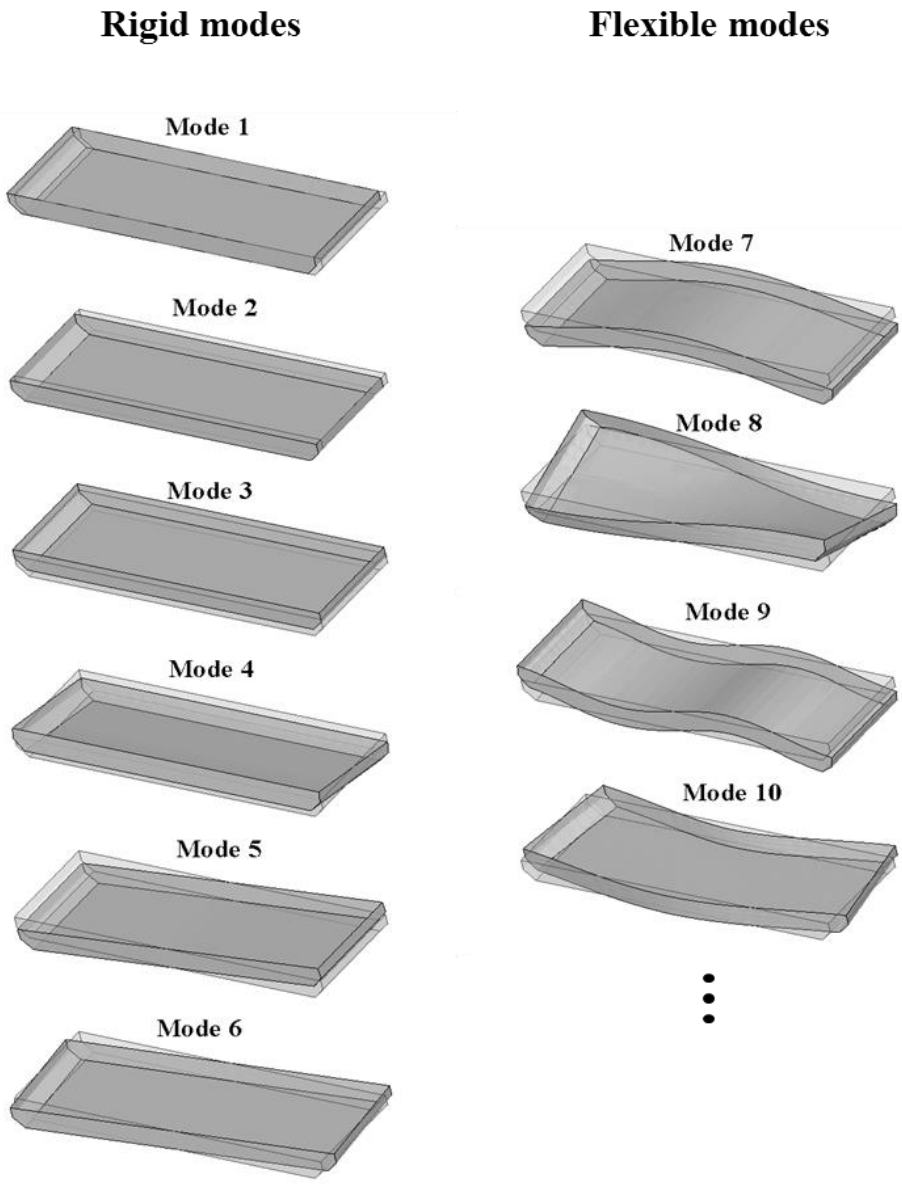


Fig. 2-4 Rigid modes and flexible modes

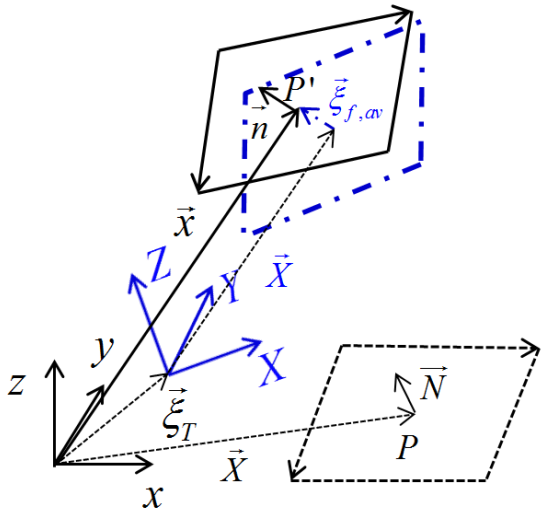


Fig. 2-5 Two coordinate systems for flexible body

식 (2.47), (2.48)을 식 (2.41)에 적용하면 탄성체에서 작용 가능한 압력 적분법을 얻을 수 있다.

$$
\begin{aligned}
\vec{F}^{(2)} &= \frac{1}{2}\rho g\int_{WL}\left[\zeta_I+\zeta_d-\left(\xi_{Tol,1,z}\right)\right]^2\frac{\vec{N}}{\sin\alpha}dl \\
&-\rho\int_{WL}\left[\frac{\partial\Phi}{\partial t}-\vec{U}\cdot\nabla\Phi+\frac{1}{2}\nabla\Phi\cdot\nabla\Phi\right]\left[\zeta_I+\zeta_d-\left(\xi_{Tol,1,z}\right)\right]\frac{\left(\vec{\xi}_{Rf}\times\vec{N}\right)}{\sin\alpha}dl \\
&-\rho\iint_{\bar{S}_B}\left[\frac{1}{2}\nabla(\phi_I+\phi_d)\cdot\nabla(\phi_I+\phi_d)\right]\vec{N}dS \\
&-\rho\iint_{\bar{S}_B}\left[\left(\vec{\xi}_{Tol,1}\right)\cdot\nabla\left(\frac{\partial(\phi_I+\phi_d)}{\partial t}-(\vec{U}-\nabla\Phi)\cdot\nabla(\phi_I+\phi_d)\right)\right]\vec{N}dS \\
&-\rho\iint_{\bar{S}_B}\left[\left(\vec{\xi}_{Tol,2}\right)\cdot\nabla\left(\frac{\partial\Phi}{\partial t}-\vec{U}\cdot\nabla\Phi+\frac{1}{2}\nabla\Phi\cdot\nabla\Phi+gZ\right)\right]\vec{N}dS \\
&-\rho\iint_{\bar{S}_B}\left[\frac{\partial(\phi_I+\phi_d)}{\partial t}-(\vec{U}-\nabla\Phi)\cdot\nabla(\phi_I+\phi_d)+g\left(\xi_{Tol,1,z}\right)\right]\left(\vec{\xi}_{Rf}\times\vec{N}\right)dS \\
&-\rho\iint_{\bar{S}_B}\left[\left(\vec{\xi}_{Tol,1}\right)\cdot\nabla\left(\frac{\partial\Phi}{\partial t}-\vec{U}\cdot\nabla\Phi+\frac{1}{2}\nabla\Phi\cdot\nabla\Phi+gZ\right)\right]\left(\vec{\xi}_{Rf}\times\vec{N}\right)dS \\
&-\rho\iint_{\bar{S}_B}\left[\frac{\partial\Phi}{\partial t}-\vec{U}\cdot\nabla\Phi+\frac{1}{2}\nabla\Phi\cdot\nabla\Phi+gZ\right]\left(\mathbf{H}_f\vec{N}\right)dS
\end{aligned}
\tag{2.49}
$$

Pinkster (1980)는 파랑 표류력을 5가지 성분으로 구분하여 각각의 성분에 대해서 해석을 수행하였다. 본 연구에서는 Pinkster (1980)가 구분하였던 성분과 유사하게 부가저항을 4가지 성분으로 구분하였다. 본 연구에서 다루지 않는 한 가지 성분은 2차 포텐셜과 관련된 항으로 2차 포텐셜은 시간의 평균값이 없기 때문에 본 연구에서는 고려하지 않았다. 4가지 성분으로 구분한 부가저항은 다음과 같다.

1) Component I: 수선을 따른 상대 파고에 의한 성분

$$\vec{F}_I^{(2)} = \frac{1}{2}\rho g \int_{WL}\left[\zeta_I + \zeta_d - \left(\xi_{Tol,1,z}\right)\right]^2 \frac{\vec{N}}{\sin\alpha} dl$$
$$-\rho\int_{WL}\left[\frac{\partial\Phi}{\partial t} - \vec{U}\cdot\nabla\Phi + \frac{1}{2}\nabla\Phi\cdot\nabla\Phi\right]\left[\zeta_I + \zeta_d - \left(\xi_{Tol,1,z}\right)\right]\frac{\left(\vec{\xi}_{Rf}\times\vec{N}\right)}{\sin\alpha} dl \tag{2.50}$$

2) Component II: 속도의 제곱에 의한 성분

$$\vec{F}_{II}^{(2)} = -\rho\iint_{\bar{S}_B}\left[\frac{1}{2}\nabla(\phi_I + \phi_d)\cdot\nabla(\phi_I + \phi_d)\right]\vec{N}dS \tag{2.51}$$

3) Component III: 선박의 운동과 압력의 미분 값의 곱에 의한 성분

$$\vec{F}_{III}^{(2)} = -\rho\iint_{\bar{S}_B}\left[\left(\vec{\xi}_{Tol,1}\right)\cdot\nabla\left(\frac{\partial(\phi_I + \phi_d)}{\partial t} - (\vec{U} - \nabla\Phi)\cdot\nabla(\phi_I + \phi_d)\right)\right]\vec{N}dS$$
$$-\rho\iint_{\bar{S}_B}\left[\left(\vec{\xi}_{Tol,2}\right)\cdot\nabla\left(\frac{\partial\Phi}{\partial t} - \vec{U}\cdot\nabla\Phi + \frac{1}{2}\nabla\Phi\cdot\nabla\Phi + gZ\right)\right]\vec{N}dS \tag{2.52}$$

4) Component IV: 선박의 회전 운동에 의한 성분

$$\vec{F}_{IV}^{(2)} = -\rho\iint_{\bar{S}_B}\left[\frac{\partial(\phi_I + \phi_d)}{\partial t} - (\vec{U} - \nabla\Phi)\cdot\nabla(\phi_I + \phi_d) + g\left(\xi_{Tol,1,z}\right)\right]\left(\vec{\xi}_{Rf}\times\vec{N}\right)dS$$
$$-\rho\iint_{\bar{S}_B}\left[\left(\vec{\xi}_{Tol,1}\right)\cdot\nabla\left(\frac{\partial\Phi}{\partial t} - \vec{U}\cdot\nabla\Phi + \frac{1}{2}\nabla\Phi\cdot\nabla\Phi + gZ\right)\right]\left(\vec{\xi}_{Rf}\times\vec{N}\right)dS$$
$$-\rho\iint_{\bar{S}_B}\left[\frac{\partial\Phi}{\partial t} - \vec{U}\cdot\nabla\Phi + \frac{1}{2}\nabla\Phi\cdot\nabla\Phi + gZ\right]\left(\mathbf{H}_f\vec{N}\right)dS \tag{2.53}$$

2.2.2 모멘텀 보존법

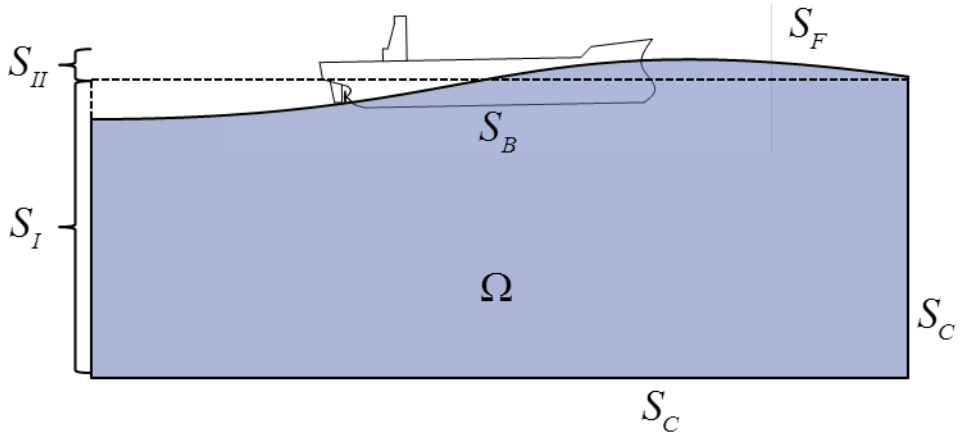


Fig. 2-6 Diagram of the control surface

모멘텀 보존법은 외부에서 작용하는 힘이 없으면 계의 모멘텀이 보존된다는 법칙을 이용하여 표류력 및 부가저항을 해석하는 방법이다. 모멘텀 보존법은 압력 적분법과 비교해서 수치적으로 안정적인 장점이 있다. 반면 수평방향의 힘과 모멘트만 해석할 수 있으며 다중물체에 적용하기 힘들다는 단점이 존재한다.

모멘텀 보존법을 적용하기 위해서 Fig. 2-6와 같은 검사체적 (control volume, Ω)을 설정해야 한다. 검사체적 내에서 모멘텀은 아래와 같은 식으로 나타낼 수 있다.

$$\vec{M}(t) = \iiint_{\Omega} \rho \vec{V} d\tau \tag{2.54}$$

여기서 Ω는 검사체적을 나타내고 $\vec{V}$는 유체장의 속도를 나타낸다.

모멘텀의 시간에 따른 변화는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \iiint_{\Omega} \rho \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} d\tau + \iint_{S_\Omega} \rho \vec{V}\vec{U} \cdot \vec{n} ds \tag{2.55}$$

여기서 S_Ω 는 검사표면적을 의미하며 $S_\Omega = S_C + S_F + S_B$ 로 이루어져 있다. S_C 는 좌우 검사표면과 바닥면을 의미하며, S_F 는 자유수면을 의미하고, S_B 는 선체표면을 의미한다. 아래의 Euler 방정식 (2.56)을 이용하면 식 (2.55)는 식 (2.57)로 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \left(\vec{V} \cdot \nabla\right)\vec{V} = -\nabla\left(\frac{p}{\rho} + gz\right) \tag{2.56}$$

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\rho \iiint_{\Omega} \left(\vec{V} \cdot \nabla\right)\vec{V} d\tau - \iiint_{\Omega} \nabla\left(p + \rho gz\right) d\tau + \iint_{S_\Omega} \rho \vec{V}\vec{U} \cdot \vec{n} ds \tag{2.57}$$

식 (2.57)의 첫번째 항은 Green's vector theorem 식 (2.58)을 이용하면 식 (2.59)로 나타낼 수 있다.

$$\iiint_{\Omega} \vec{V} \cdot \nabla \vec{V} d\tau = \iint_{S_\Omega} \vec{V}(\vec{V} \cdot \vec{n}) ds \tag{2.58}$$

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{M}}{dt} &= -\rho \iint_{S_\Omega} \vec{V}(\vec{V} \cdot \vec{n}) ds - \iiint_{\Omega} \nabla\left(p + \rho gz\right) d\tau + \iint_{S_\Omega} \rho \vec{V}\vec{U} \cdot \vec{n} ds \\ &= -\iiint_{\Omega} \nabla\left(p + \rho gz\right) d\tau - \rho \iint_{S_\Omega} \vec{V}(\vec{V} \cdot \vec{n} - \vec{U} \cdot \vec{n}) ds \end{aligned} \tag{2.59}$$

모멘텀 보존법에서는 수평방향의 힘만을 고려하기 때문에 $\nabla(gz)$

항을 무시하고 divergence theorem을 사용하면 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned}\frac{d\vec{M}}{dt} &= -\iint_{S_\Omega} p\vec{n}ds - \rho\iint_{S_\Omega} \vec{V}(\vec{V}\cdot\vec{n} - \vec{U}\cdot\vec{n})ds \\ &= -\rho\iint_{S_\Omega}\left[\frac{p}{\rho}\vec{n} + \vec{V}(\vec{V}\cdot\vec{n} - \vec{U}\cdot\vec{n})\right]ds\end{aligned} \tag{2.60}$$

아래와 같은 경계조건을 도입하면 식 (2.60)은 식 (2.62)과 같이 정리할 수 있다.

$$\begin{aligned}&\vec{U}\cdot\vec{n} = \vec{V}\cdot\vec{n} \quad on\ \ S_F, S_B \\ &p = 0 \qquad\qquad on\ \ S_F\end{aligned} \tag{2.61}$$

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\rho\iint_{S_C}\left[\frac{p}{\rho}\vec{n} + \vec{V}(\vec{V}\cdot\vec{n} - \vec{U}\cdot\vec{n})\right]ds - \iint_{S_B} p\vec{n}ds \tag{2.62}$$

Fig. 2-6에 나타낸 검사체적에 외부에서 힘이 존재하지 않기 때문에 모멘텀의 시간 변화는 없어야 한다. 따라서 선체에 작용하는 힘은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\vec{F} = \iint_{S_B} p\vec{n}ds = -\rho\iint_{S_C}\left[\frac{p}{\rho}\vec{n} + \vec{V}(\vec{V}\cdot\vec{n} - \vec{U}\cdot\vec{n})\right]ds \tag{2.63}$$

위의 식으로부터 검사표면에서 압력과 속도를 이용하여 선체에

작용하는 힘을 얻을 수 있다.

표류력과 부가저항은 2차 힘으로 식 (2.63)를 계산할 때 2차에 해당하는 성분만을 적분한다. Fig. 2-6에서 나타내었듯이 적분 영역을 I 과 II ($S_C = S_I + S_{II}$)로 나눈다. 적분 영역 I는 평균 수면의 아래 부분이며 적분 영역 II는 평균 수면의 위 부분이다. 적분 영역 I은 적분 영역이 $O(1)$ 이기 때문에 2차 압력과 속도의 제곱항에 대해서 적분을 수행한다. 적분 영역 II는 적분 영역이 $O(\varepsilon)$ 이기 때문에 1차 압력과 속도에 대해서 적분을 수행한다. 이를 수식으로 표현하면 아래와 같다.

$$
\begin{aligned}
\vec{F}^{(2)} &= -\rho \iint_{S_I} \left[\frac{p}{\rho}\vec{n} + \vec{V}(\vec{V}\cdot\vec{n} - \vec{U}\cdot\vec{n}) \right] ds \\
&\quad - \rho \int_{S_{II}} \int_{z=0}^{z=\zeta} \left[\frac{p}{\rho}\vec{n} + \vec{V}(\vec{V}\cdot\vec{n} - \vec{U}\cdot\vec{n}) \right] dz dl \\
&= -\frac{\rho}{2} \iint_{S_I} (\nabla\phi\cdot\nabla\phi)\vec{n} ds - \rho \iint_{S_I} \nabla\phi (\nabla\phi\cdot\vec{n}) ds \\
&\quad - \frac{\rho g}{2} \int_{S_{II}} \zeta^2 \vec{n} dl - \rho \int_{S_{II}} \zeta (\nabla\Phi\cdot n - \vec{U}\cdot n) \nabla\phi dl - \rho \int_{S_{II}} \zeta (\nabla\phi\cdot n) \nabla\Phi dl
\end{aligned}
\tag{2.64}
$$

식 (2.64)의 (I)성분을 계산할 때 Joncquez (2009)와 Kim et al. (2012)는 파수가 일정하다고 가정을 하고 아래와 같은 식을 도입한다.

$$\phi(x,y,z)=\phi'(x,y,0)e^{kz} \tag{2.65}$$

식 (2.65)이 의미하는 것은 포텐셜이 z 방향으로 지수적으로 감소한다는 것을 의미한다. 이러한 경우 (I)성분을 적분할 때 아래와 같은 관계식을 적용할 수 있다.

$$\nabla\phi=\left(\frac{\partial\phi}{\partial x},\frac{\partial\phi}{\partial y},\frac{\partial\phi}{\partial z}\right)=\left(\frac{\partial\phi'}{\partial x}e^{kz},\frac{\partial\phi'}{\partial y}e^{kz},k\phi'e^{kz}\right) \tag{2.66}$$

$$\nabla\phi\cdot\nabla\phi=\left[\nabla\phi'\cdot\nabla\phi'+k^2\phi'^2\right]e^{2kz} \tag{2.67}$$

식 (2.66)와 (2.67)을 이용하면 식 (2.64)의 (I)성분은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned}&-\frac{\rho}{2}\iint_{S_I}\left(\nabla\phi\cdot\nabla\phi\right)\vec{n}ds-\rho\iint_{S_I}\nabla\phi\left(\nabla\phi\cdot\vec{n}\right)ds\\&=-\frac{\rho}{2}\int_{S_{II}}\frac{\left(\nabla\phi'\cdot\nabla\phi'+k^2\phi'^2\right)}{2k}\vec{n}dl-\rho\int_{S_{II}}\left(\frac{\partial\phi'}{\partial x},\frac{\partial\phi'}{\partial y},k\phi'\right)\frac{\left(\nabla\phi'\cdot\vec{n}\right)}{2k}dl\end{aligned} \tag{2.68}$$

식 (2.68)는 자유표면에서 속도 포텐셜을 알고 있으면 검사체적의 모든 영역에서 속도 포텐셜을 알 필요가 없다. 따라서 자유표면의 속도 포텐셜을 이용하여 효율적인 계산이 가능하다. 그러나 이러한 방법은 속도가 없는 문제에서 선박으로부터 아주 멀리 떨어진 영역에서 교란파가 무한 원방으로 진행하는 경우에 유효한 방법이다. 속도가 없는 문제는 입사파와 동일한 파수 (wave

number)의 교란파가 발생한다. 그러나 속도가 있는 문제는 속도에 따라서 입사파의 파수와 다른 파수의 교란파가 발생한다. 이를 설명하기 위해서 $\tau = \omega_e U / g$ 라는 변수를 도입한다. 여기서 ω_e 는 조우주파수 (encounter frequency)이다. 속도가 있는 경우에 자유표면 경계조건은 아래와 같다.

$$\left[\left(-i\omega_e + U\frac{\partial}{\partial x}\right)^2 + g\frac{\partial}{\partial z}\right]\phi = 0 \;\; at \;\; z = 0 \tag{2.69}$$

위의 식 (2.69) 로부터 파수에 대한 4가지 해가 얻어진다. 4가지 해는 다음과 같다.

$$k_{1,2} = \frac{g}{2U^2}\left(1 - 2\tau \pm \sqrt{1 - 4\tau}\right) \tag{2.70}$$

$$k_{3,4} = \frac{g}{2U^2}\left(1 + 2\tau \pm \sqrt{1 + 4\tau}\right) \tag{2.71}$$

τ 가 1/4보다 작은 경우에는 $k_{1,2}$ 가 존재하지만 1/4보다 큰 경우에는 $k_{1,2}$ 존재하지 않는다.

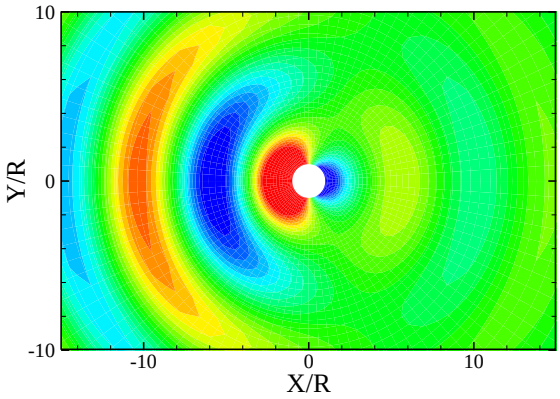


Fig. 2-7 Disturbed wave contour (τ=0)

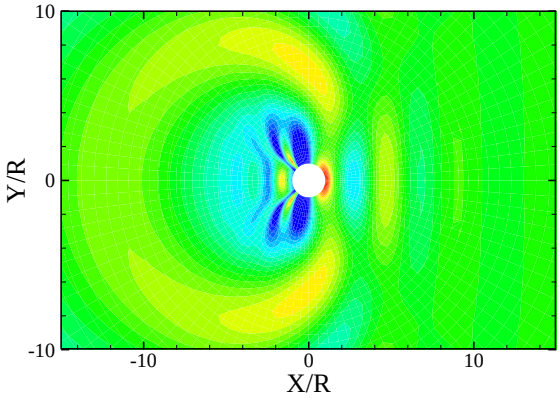


Fig. 2-8 Disturbed wave contour (τ<0.25)

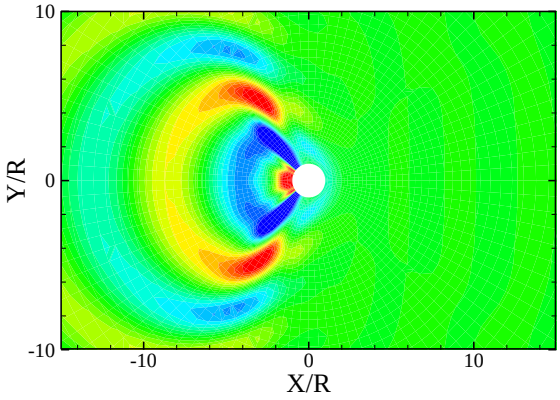


Fig. 2-9 Disturbed wave contour (τ>0.25)

속도가 없는 경우에는 입사파와 같은 교란파가 방사형으로 퍼져 나간다 (Fig. 2-7). τ 가 1/4보다 작은 경우에는 4가지의 파수가 발생한다. 선수와 선미로 퍼져나가는 파 (ring wave)와 갈라지는 파 (divergent wave) 그리고 가로지르는 파 (transverse wave)이다. Fig. 2-8는 τ 가 1/4보다 작은 경우의 수치해석의 결과를 나타낸 것이다. 선수와 선미로 퍼져나가는 파는 비교적 잘 보이지만 갈라지는 파와 가로지르는 파는 아주 작게 나타났다. τ 가 1/4보다 큰 경우에는 선수 앞으로 진행하는 파는 없으며 선미로 퍼져나가는 파와 갈라지는 파가 생성된다. Fig. 2-9은 τ 가 1/4보다 큰 경우의 수치해석의 결과를 나타낸 것이다. 선미로 퍼져나가는 파와 갈라지는 파가 뚜렷하게 확인할 수 있다.

위에서 설명한 이유로 식 (2.65)의 가정은 표류력을 계산하는데도 문제가 있으며 속도가 있는 문제에 적용하는 것은 힘들다. 따라서 검사표면의 모든 영역에서 속도 포텐셜과 속도를 계산해야 한다. 검사표면의 속도 포텐셜은 아래의 식으로부터 계산하였다.

$$\phi = \frac{1}{4\pi} \oint \left[\phi \frac{\partial G}{\partial n} - \frac{\partial \phi}{\partial n} G \right] dS \tag{2.72}$$

그러나 식 (2.72)를 이용하여 포텐셜을 구하고 이를 이용해서 속도를 구하면 자유표면 부근에서 속도가 정확하게 계산되지 않는 것으로 알려져 있다 (Pan et al, 2016; Birknes, J., 2001). 검사표면에서

속도는 위에서 구한 포텐셜의 중심 차분법 (central difference scheme)을 통해서 계산하였다. Fig. 2-10은 자유수면 부근의 속도 분포를 나타낸 것으로 자유표면 부근에서 속도가 정확하게 계산되지 않는 것을 확인 할 수 있다. 여기서 청록색 화살표로 표시한 것은 자유수면 패널에서 구한 속도 벡터를 나타낸 것이다. 본 연구에서 유체영역을 해석하는 방법은 자유수면에도 패널을 분포하기 때문에 자유수면 패널 위에서 속도 벡터를 알 수 있다. 붉은색 화살표로 표시한 것이 식 (2.72)로부터 구한 포텐셜을 이용하여 계산한 속도 벡터이다. 자유수면 아래 첫 번째 패널에서는 자유수면에서 계산한 속도 벡터와 검사표면에서 계산한 속도 벡터의 차이가 큰 것을 확인 할 수 있다. 따라서 자유수면 아래 n개의 패널에 대해서는 자유수면의 속도 벡터와 자유수면 아래 n+3, n+4번째 패널의 속도 벡터를 이용하여 보간 (interpolation)을 수행하였다. 속도 벡터를 보간하는 패널의 수는 패널의 크기에 따라서 결정되었다. 일반적으로 2개의 패널에 대해서 보간을 수행하였다. 보간을 수행한 속도 벡터는 청색으로 나타내었고 이 벡터는 자유수면에서 계산한 속도 벡터와 유사한 것을 확인할 수 있었다.

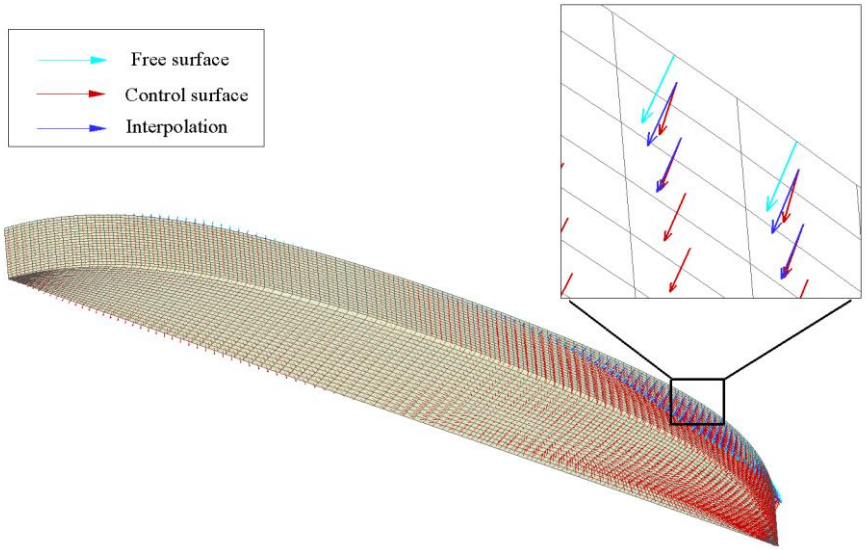


Fig. 2-10 Velocity interpolation near the free surface

식 (2.7) ~ (2.9)에서 제시된 선형화된 경계조건은 정상항 (steady term)과 비정상항 (unsteady term)을 포함한다. 부가저항은 비정상항과 관련된 항으로 실험에서 부가저항을 측정할 때는 파랑 중에서 실험을 수행하고 정수 중에서 수행한 실험 값을 소거하는 방법을 이용한다. 수치해석에서도 정상항과 비정상항을 분리 할 수 없는 경우에는 실험과 동일한 방법으로 부가저항을 계산한다. 이러한 방법은 두 번의 실험 또는 해석이 필요한 번거로움이 있다. 본 연구에서는 정상항과 비정상항을 분리할 수 있기 때문에 정상항을 제외하고 비정상항만을 고려하고 수치해석을 수행하면 한 번의 해석으로 부가저항을 얻을 수 있다. 정상항을 포함하여 계산하는 경우와 비정상항만을 고려하여 계산하는 경우에 대해서 운동응답, 파형, 부가저항을 비교하였다. 여기에서 사용된 모형선은 blunt

modified Wigley 선형으로 뒤에 '제 3장 수치해석 모델의 검증'에서 자세하게 설명하였다. Fig. 2-11는 상하 동요의 운동응답을 나타낸 것이다. 실선으로 표시한 것이 정상항만을 고려하여 해석을 수행한 경우이다. 초기 천이구간이 보이고 시간이 지나면서 수렴되는 것을 확인 할 수 있다. 파선으로 나타낸 것은 정상항과 비정상항을 포함하여 해석한 경우이고 이점 쇄선은 비정상항만을 포함하여 해석한 경우이다. 정상항과 비정상항을 모두 고려하는 경우에는 상하 동요의 운동응답 평균이 정상항만을 고려해서 해석한 경우만큼 이동한 것을 확인 할 수 있다. 비정상항만을 고려한 경우에는 상하 동요 운동응답의 평균이 0이다. Fig. 2-12는 정상항만을 고려하여 해석을 수행한 경우의 파형을 나타낸 것이다. 잘 알려진 켈빈파 (Kelvin wave pattern)가 나타나는 것을 확인 할 수 있다. Fig. 2-13는 정상항과 비정상항을 고려하여 해석한 경우와 비정상항만을 고려하여 해석을 수행한 파형을 비교한 것이다. 정상항을 고려하는 파형과 고려하지 않는 파형의 차이를 명확하게 확인할 수 있다. 위에서 보여준 세 가지 조건에 대해서 압력 적분법과 모멘텀 보존법을 이용한 부가저항 결과를 Fig. 2-14와 Fig. 2-15에 나타내었다. 정상항만을 고려한 경우에 대해서도 압력 적분법과 모멘텀 보존법에서 비슷한 크기의 부가저항과 관련된 성분이 나타났다. 이는 부가저항이 아니라 정상항으로 인해서 발생한 파형에서 발생하는 성분이다. 정상항과 비정상항을 고려한 조건에서 계산되는 부가저항에서 정상항만을 고려한 조건에서

계산된 부가저항을 소거한 결과를 Fig. 2-14와 Fig. 2-15에 일점쇄선으로 나타내었다. 그리고 비정상항만을 고려한 결과를 이점쇄선으로 나타내었다. 두 결과는 압력 적분법과 모멘텀 보존법에서 거의 같은 값을 보여주었다. 이로부터 정상항과 비정상항을 함께 고려하고 정상항을 소거하는 것과 비정상항만을 고려해서 해석한 부가저항은 큰 차이가 없는 것을 확인 할 수 있다. 정상항과 비정상항을 함께 고려하는 경우에는 두 번의 계산이 필요하기 때문에 본 연구에서는 비정상항만을 고려하는 방법을 이용하여 부가저항을 해석하였다.

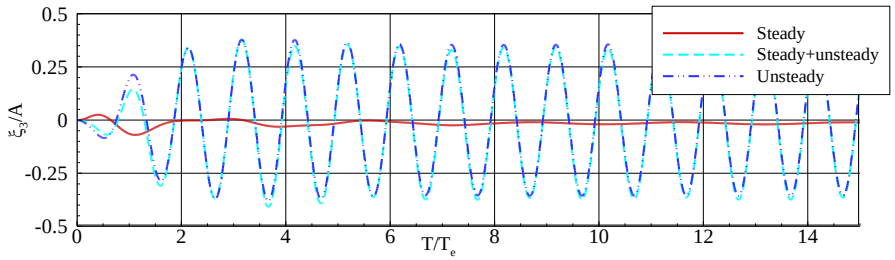


Fig. 2-11 Time histories of heave motion, blunt modified Wigley model, Fn=0.2, β=180°, λ/L=1.0

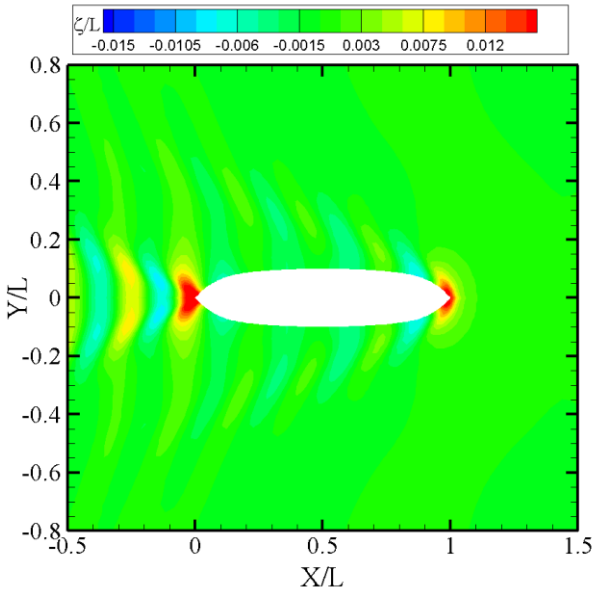


Fig. 2-12 Wave contour of steady flow, blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β=180°

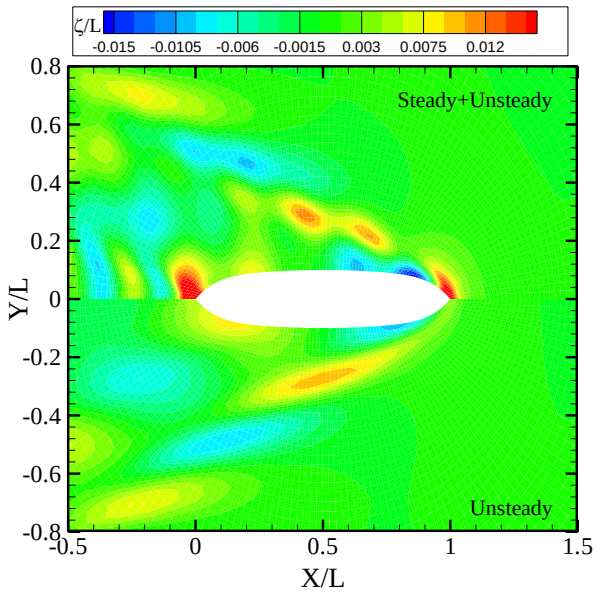


Fig. 2-13 Wave contour of steady and unsteady flow, blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β=180°, λ/L=1.0

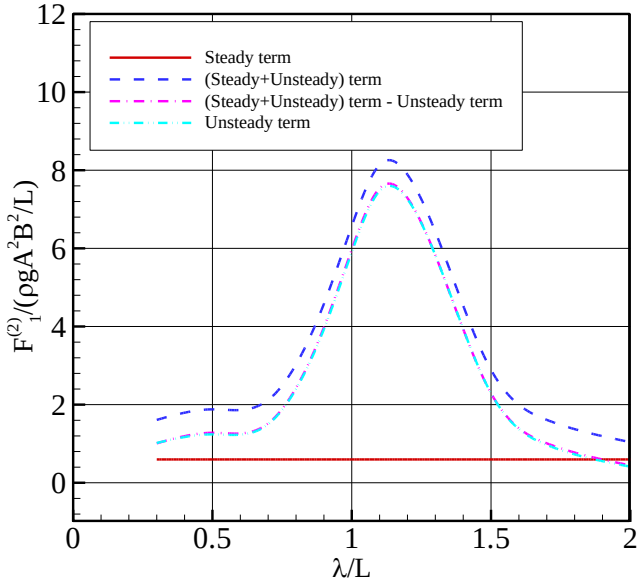


Fig. 2-14 Added resistance using pressure integration method, blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β=180°

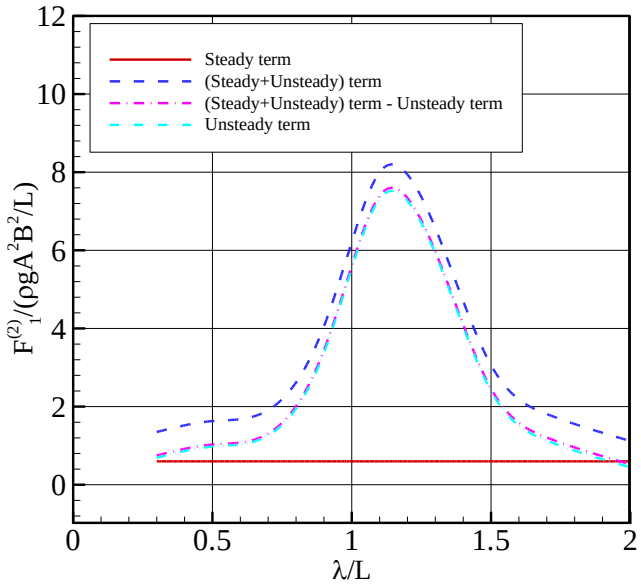


Fig. 2-15 Added resistance using momentum conservation method, blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β=180°

3. 수치해석 모델의 검증

수치해석 모델의 검증은 가장 기본적인 강체 모델의 운동응답부터 검증을 수행하였다. 속도가 없는 경우에는 바지선에 대해서 운동응답을 검증하였으며 속도가 있는 경우에는 slender modified Wigley, blunt modified Wigley, KVLCC2 선박에 대해서 운동응답을 검증하였다. 탄성체의 운동응답은 검증 모델을 찾기가 쉽지 않았다. 유일하게 검증 할 수 있는 모델이 Remy barge 모델이었다. 따라서 탄성체의 운동응답은 속도가 없는 경우에 대해서만 검증을 수행하였으며, 사각 바지선에 대해서는 강체와 탄성체의 비교만 수행하였다. 강체의 표류력 검증은 바지선에 대해서 본 연구의 결과와 상용 프로그램인 WADAM의 결과 비교를 통해서 수행하였다. 강체의 부가저항 검증은 강체의 운동응답 검증에 이용된 3가지 선형에 대해서 수행하였다. 탄성체의 표류력과 부가저항에 관해서는 검증할 자료를 찾지 못했기 때문에 압력 적분법과 모멘텀 보존법의 비교를 통해서 간접적인 검증을 수행하였다.

3.1 강체 모델의 운동응답 검증

속도가 없는 상태에서 강체의 운동응답은 사각 바지선에 대해서 검증을 수행하였다. Table 3.1는 바지선의 주요치수를 나타낸 것이고 Fig. 3-1은 사각 바지선의 형상을 나타낸 것이다. 사각 바지선은 본

연구에서 검증용 모델로 만든 가상의 바지선이다. Fig. 3-2은 사각 바지선의 유체영역 패널을 나타낸 것이다. 그림에서는 전체 패널을 보여주었지만 수치해석에는 패널의 대칭조건으로 패널의 반쪽만 사용하였다. 자유수면의 크기는 입사파의 다섯 파장 이상으로 설정하였다. 그리고 방사조건을 만족시키기 위해서 가장자리에서 두 파장의 영역은 감쇠영역으로 설정하였다. 패널의 수는 수렴도 테스트를 통해서 결정하였다.

Table 3.1 Principal dimensions of rectangular barge model

	Unit	Rectangular barge
Length (L)	m	60.0
Breadth (B)	m	10.0
Depth (D)	m	4.0
Draft (T)	m	2.0
Displacement Volume (∇)	m^3	1,200
Block coefficient (C_B)	-	1.0
Radius of gyration (k_{xx}/B)	-	0.4
Radius of gyration (k_{yy}/L, k_{zz}/L)	-	0.25

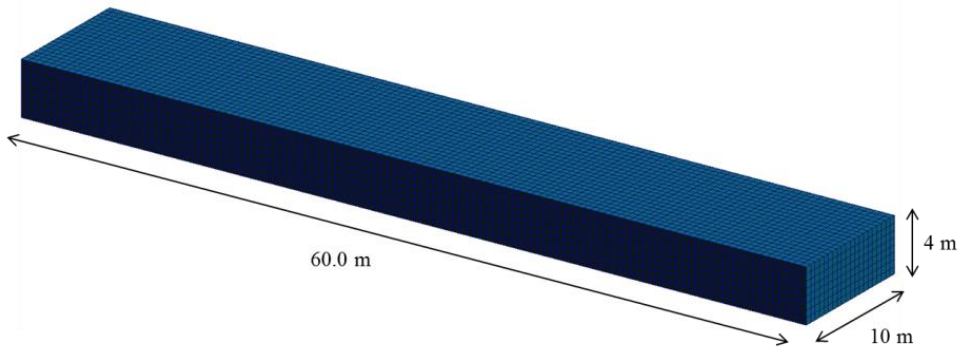
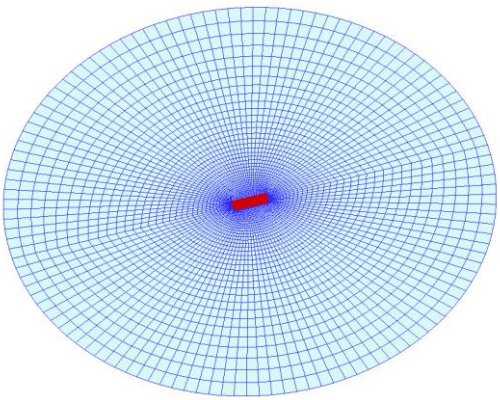
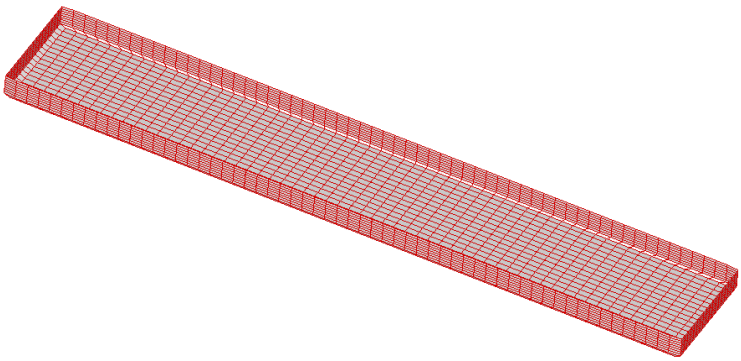


Fig. 3-1 Rectangular barge model



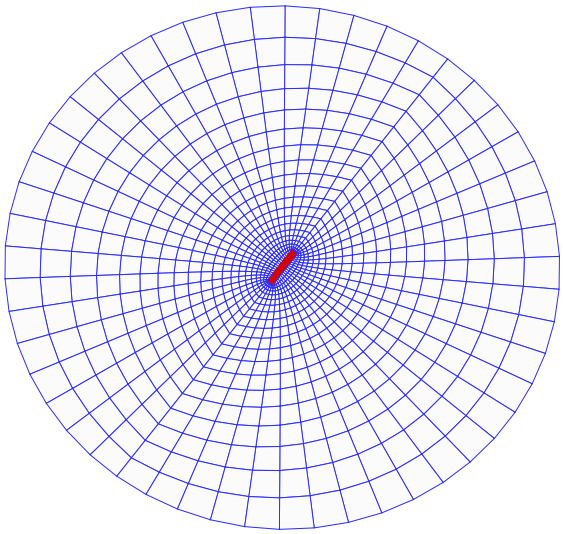
(a) Free surface panel



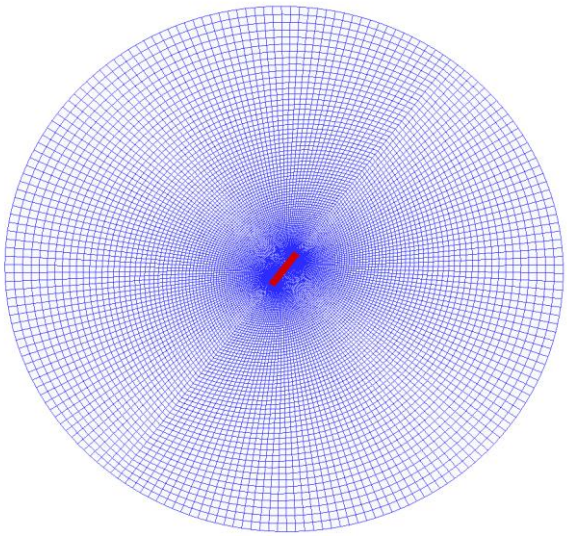
(b) Body panel

Fig. 3-2 Hydrodynamic panel model, rectangular barge model

운동응답의 수렴도를 파악하기 위해서 8가지 패널에 대해서 운동응답 해석을 수행하였다. 바지선의 길이 방향으로 10개의 패널부터 80개의 패널을 분포시켰으며 패널의 예제를 Fig. 3-3에 나타내었고, 운동응답 해석 결과를 Fig. 3-4에 나타내었다. 상하 동요 (Heave)와 종 동요 (Pitch)의 결과를 살펴보면 운동응답은 바지선의 길이 방향으로 30개 이상의 패널을 이용하는 경우에 운동응답이 수렴된 것을 확인할 수 있다.



(a) $L/\Delta x=20$



(b) L/Δ x=80

Fig. 3-3 Panels for convergence test

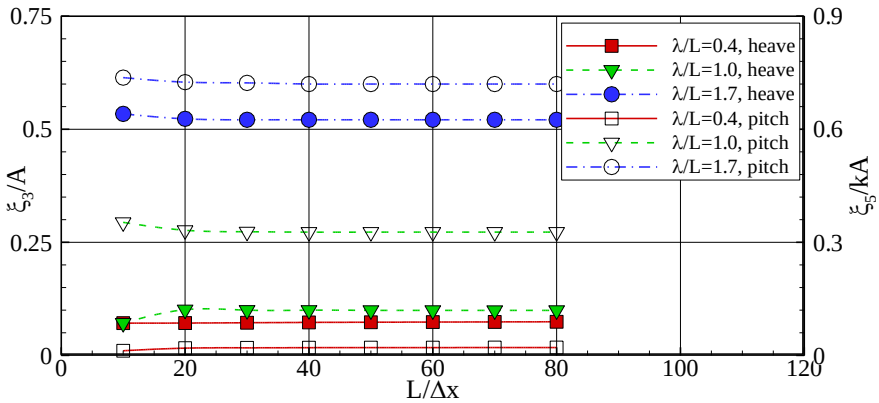
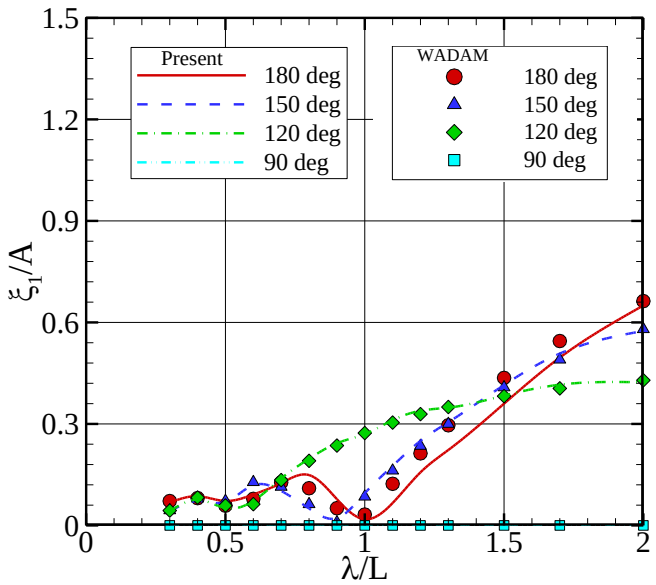


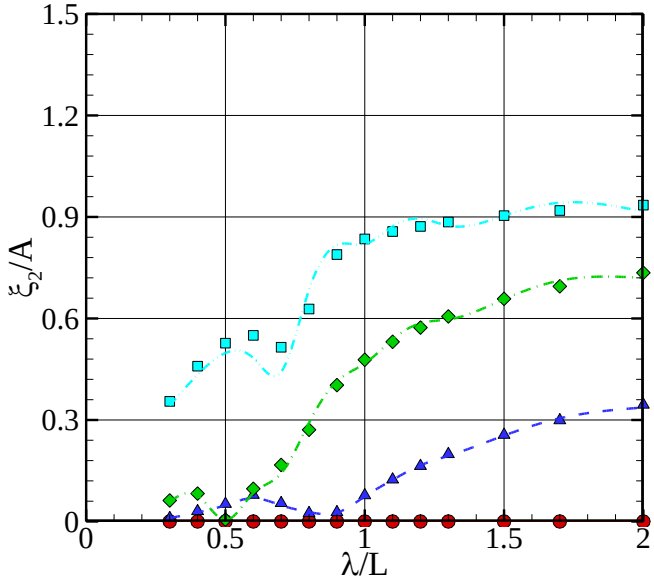
Fig. 3-4 Result of panel convergence test for motion RAO, rectangular barge model, *Fn*=0.0, β = 180°

속도가 없는 경우의 강체 운동응답 검증에 사용한 모델은 가상의

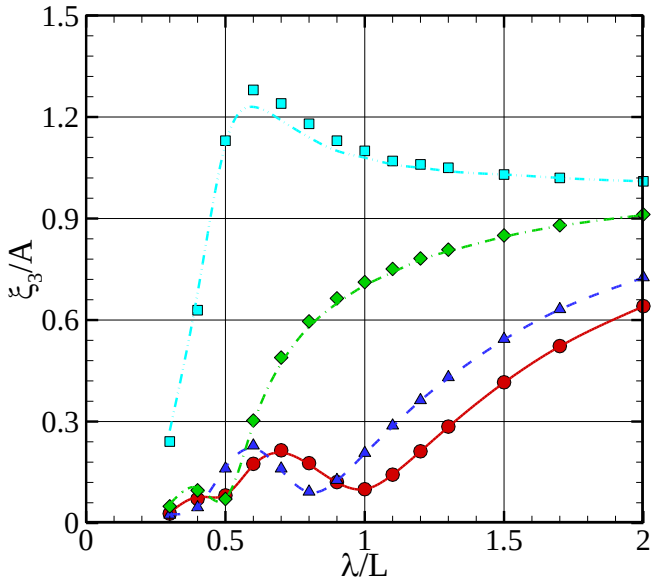
모델이기 때문에 검증 자료를 찾을 수 없다. 따라서 운동응답을 검증하기 위해서 상용 프로그램인 WADAM의 결과와 비교를 하였다. Fig. 3-5은 선수파부터 사파까지 30도 간격으로 운동응답을 나타낸 것이다. 속도가 없고 선박의 전후 및 좌우가 대칭인 경우에는 Fig. 3-5에 나타낸 4가지 운동응답이 전체 방향의 운동응답을 대표할 수 있다. 점으로 나타낸 것이 WADAM의 결과이고 선으로 나타낸 것이 본 연구의 결과이다. 운동응답의 결과를 살펴보면 전반적으로 WADAM의 결과와 잘 일치하는 것을 확인할 수 있다. 횡 동요 운동에서는 WADAM의 결과와 차이를 보이는데 이는 횡 동요 운동의 감쇄 모델의 차이와 좌우 동요의 발산을 방지하지 위한 소프트 스프링(soft-spring)의 영향 때문에 발생하는 것으로 보여진다.



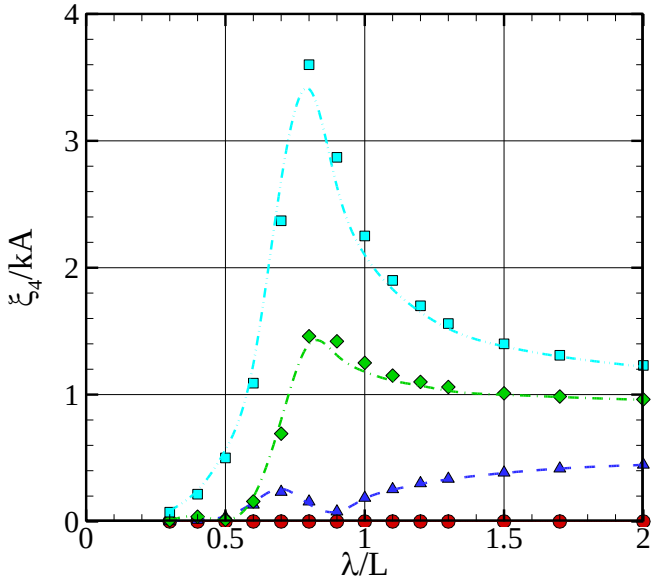
(a) Surge motion RAO



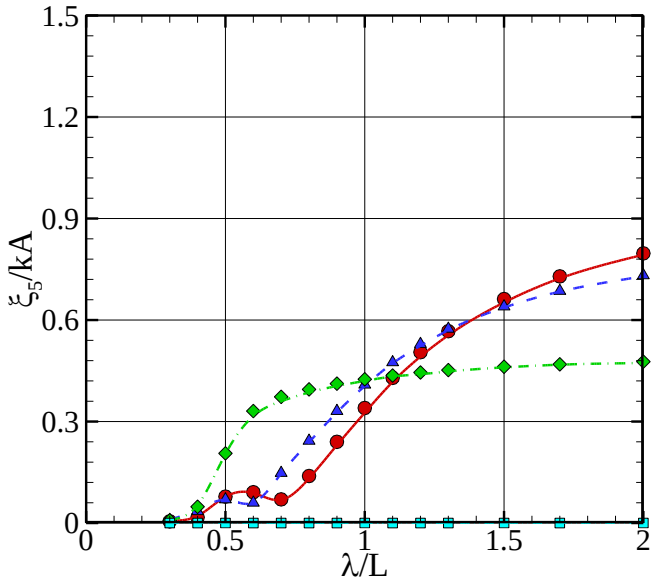
(b) Sway motion RAO



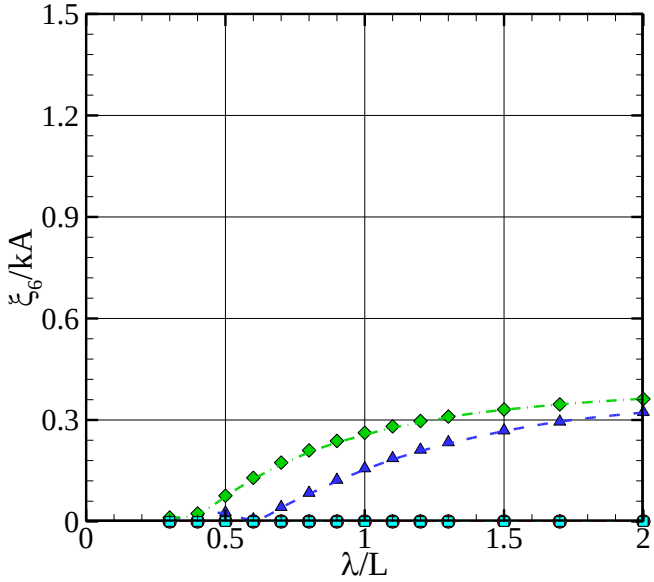
(c) Heave motion RAO



(d) Roll motion RAO



(e) Pitch motion RAO



(f) Yaw motion RAO

Fig. 3-5 Motion response of rectangular barge model, *Fn*=0.0

속도가 있는 경우에는 slender modified Wigley, blunt modified Wigley, KVLCC2 선박에 대해서 운동응답을 검증하였다. Table 3.2는 3가지 선형의 주요치수를 나타낸 것이다. Slender modified Wigley와 blunt modified Wigley 선형은 수학적인 선형으로 수식으로 표현하면 아래와 같다.

Slender modified Wigley

$$\eta = \left(1-\zeta^2\right)\left(1-\xi^2\right)\left(1+0.2\xi^2\right)+\zeta^2\left(1-\zeta^8\right)\left(1-\xi^2\right)^4 \tag{3.1}$$

Blunt modified Wigley

$$\eta = \left(1-\zeta^2\right)\left(1-\xi^2\right)\left(1+0.6\xi^2+\xi^4\right)+\zeta^2\left(1-\zeta^8\right)\left(1-\xi^2\right)^4 \tag{3.2}$$

여기서 $\xi = 2x/L$, $\eta = y/B$, $\zeta = z/T$ 이다.

Slender modified Wigley와 blunt modified Wigley 선형은 Kashiwagi (2013)의 실험 결과와 운동응답을 비교하였고, KVLCC2 선형은 서울대학교 수조에서 수행한 실험 결과를 이용하여 운동응답을 검증하였다.

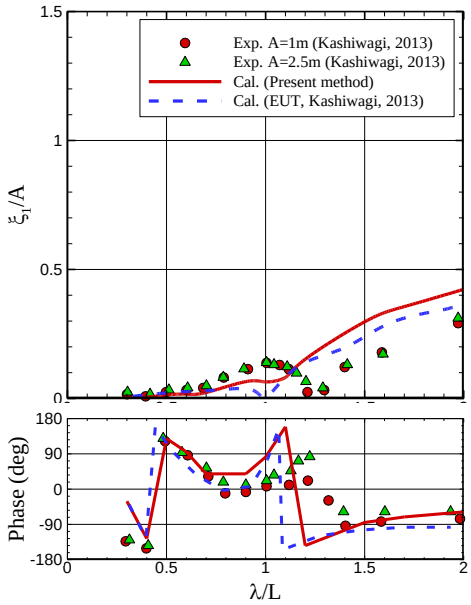
Fig. 3-6은 slender modified Wigley 선형의 운동응답을 나타낸 것이다. 실험 결과는 Kashiwagi (2013)의 결과를 이용하였다. 파고에 따른 운동응답의 변화를 살펴보기 위해서 두 가지 파고에 대해서 실험이 수행되었다. 전후 동요, 상하 동요, 종 동요의 실험 결과를 살펴보면 전후 동요와 종 동요의 경우 파고에 따른 실험 결과에 큰 차이가 없다. 그러나 상하 동요의 경우 파장이 λ/L=1.0 ~ 1.5 사이에서 파고에 따라 실험 결과가 상당한 차이를 보였다. 일반적으로 파고가 커지면 운동응답 함수의 크기가 줄어든다. 그러나 실험의 결과에서는 반대의 경향이 나타났다. 파고가 낮은 경우에서 운동응답의 크기가 더 크게 나타났다. Slender modified wigley 선형은 선형의 형상 변화가 큰 선형도 아니기 때문에 파고에 따른 운동응답의 차이가 크게 나타나고 그 경향성도 일반적인 경우와 차이가 있어서 실험 결과에 검토가 필요할 것으로 보인다.

Table 3.2 Principal dimensions of test model

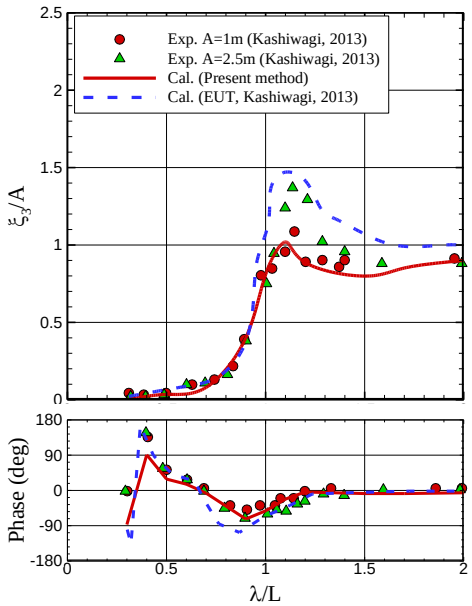
	Unit	Slender modified Wigley	Blunt modified Wigley	KVLCC2
Length (L)	m	100.0	100.0	320.0
Breadth (B)	m	15.0	20.0	58.0
Draft (T)	m	7.0	7.0	20.8
Displacement Volume (∇)	m^3	2,681	8,881	312,622
Block coefficient (C_B)	-	0.56	0.63	0.8098
Longitudinal center of buoyancy (LCB)	-	0.0	0.0	3.48
Radius of gyration (k_{xx}/B)	-	0.4	0.4	0.4
Radius of gyration (k_{yy}/L, k_{zz}/L)	-	0.248	0.236	0.25

Fig. 3-6에서 실선으로 표시한 것이 본 연구의 결과이며 점선으로 표시한 것은 Kashiwagi (2013) 논문에서 Enhanced Unified Theory (EUT)를 사용하여 계산한 결과이다. 전후 동요의 결과를 살펴보면 본 연구의 결과와 EUT의 결과는 전반적으로 잘 일치하지만 실험 결과와는 차이를 보이고 있다. 전후 동요의 위상도 EUT와 유사한 경향을 보여주었다. 상하 동요의 결과는 본 연구의 결과와 파고가 높은 경우의 실험 결과가 유사한 경향을 보여주었고, EUT의 결과와 파고가 낮은 경우의 실험 결과가 유사한 경향을 보여주었다. 상하 동요의 위상은 두 계산 결과 모두 유사하였고, 실험 결과와도 잘 일치하였다. 종 동요 운동은 본 연구의 결과는 실험 결과와

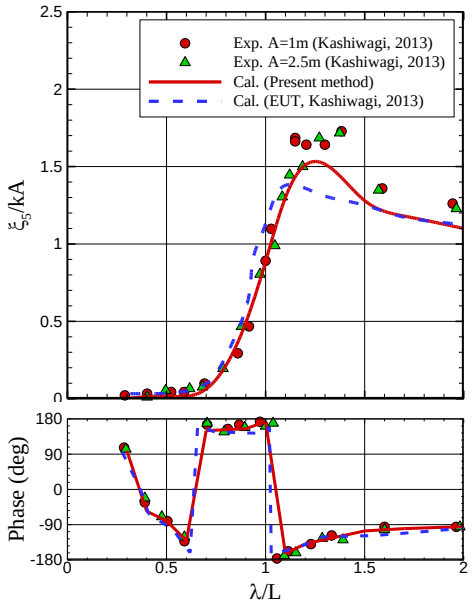
유사하였고, EUT의 결과는 조금 작게 예측되었다. 종 동요의 위상은 두 결과 모두 실험 결과와 잘 일치하였다.



(a) Surge motion RAOs



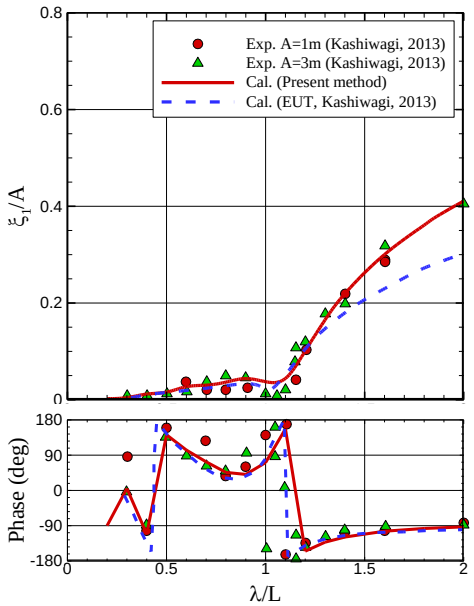
(b) Heave motion RAOs



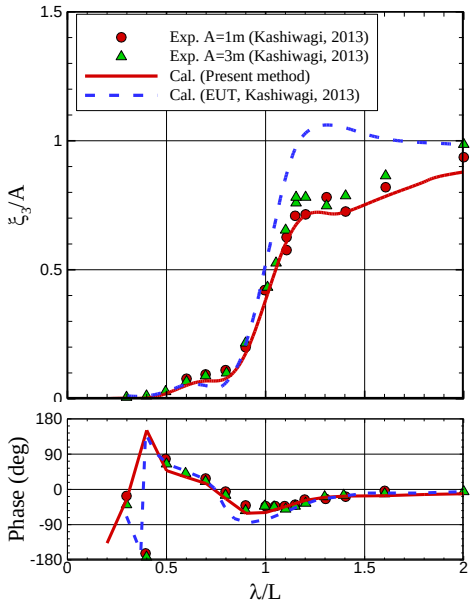
(c) Pitch motion RAOs

Fig. 3-6 Motion response of slender modified Wigley model, Fn=0.2, β = 180°

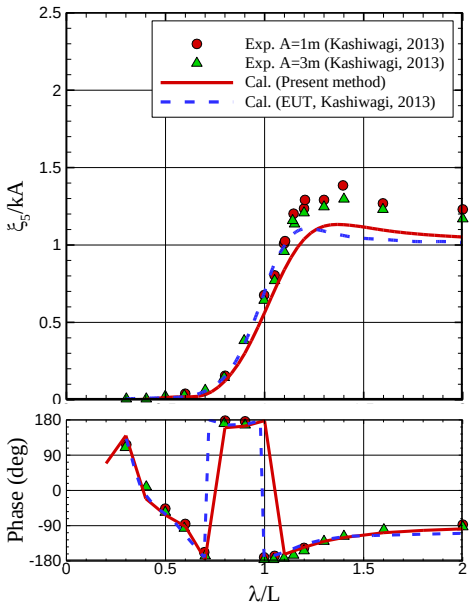
Fig. 3-7은 blunt modified Wigley 선형의 운동응답 결과를 나타낸 것이다. Slender modified Wigley 선형에서와 같이 선수 동요, 상하 동요, 종 동요에 대해서 실험 결과 및 EUT의 결과와 본 연구의 결과를 비교하였다. Blunt modified Wigley 선형의 선수 동요 응답 결과는 slender modified Wigley 선형의 결과보다 실험 결과와 더 유사한 결과를 보여주었다. 운동 응답의 크기도 유사하고 위상도 실험 결과와 잘 일치하였다. Slender modified Wigley 선형의 실험 결과 중에서 상하 동요 응답은 파고에 따라서 큰 차이를 보여주었지만, blunt modified Wigley 선형의 실험 결과는 파고에 따라서 차이가 크지 않았고 실험 결과와 유사한 경향을 보여주었다. 반면 EUT의 결과는 $\lambda/L=1.0 \sim 1.5$ 영역에서 실험 결과보다 큰 값을 보여주었다. 최근 Kashiwagi and Zhu (2016)은 전진 속도와 관련된 상하 동요와 종 동요의 연성 항을 수정하여 EUT의 결과를 향상시켰다. 종 동요 운동 결과를 살펴보면 본 연구의 결과가 EUT의 결과와 유사하고 실험 결과보다는 파장이 선박 길이의 1배 이상의 영역에서 작게 계산되는 것을 확인 할 수 있다.



(a) Surge motion RAOs



(b) Heave motion RAOs

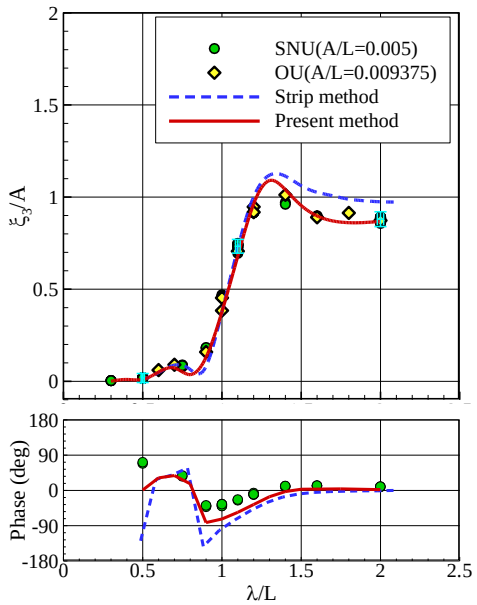


(c) Pitch motion RAOs

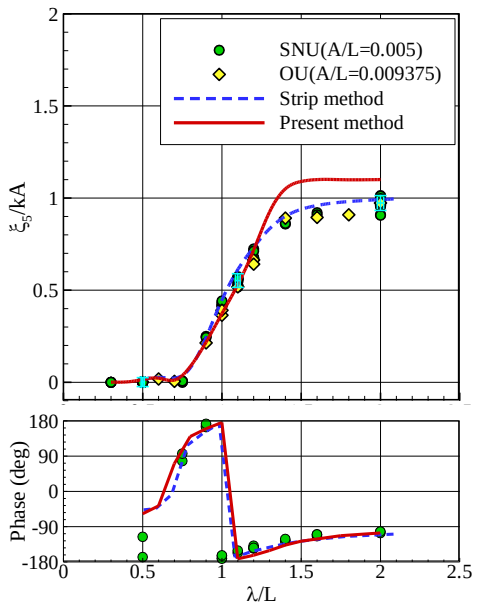
Fig. 3-7 Motion response of blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β = 180°

Fig. 3-8은 KVLCC2 선형의 운동응답을 나타낸 것이다. 원형 기호로 나타낸 것이 서울대학교의 실험 결과를 나타낸 것 이고, 세 가지 파장에 대해서 에러 바 (error bar)로 나타낸 것이 불확실성 해석의 결과를 나타낸 것이다. 에러 바의 구간은 95%의 신뢰구간을 나타낸 것이다. 마름모 기호로 표시한 것이 오사카 대학 (Osaka University, OU)의 실험 결과를 나타낸 것이고 파선으로 나타낸 것으로 스트립 법 (strip method, Salvesen et al., 1970)의 결과를 나타낸 것이다. 마지막으로 실선으로 나타낸 것이 본 연구의 결과를 나타낸 것이다. 상하 동요의 결과를 살펴보면 서울대학교의 실험 결과와 OU의 실험 결과는 잘 일치하며 본 연구의 계산 결과도 실험

결과와 잘 일치하는 것을 확인 할 수 있다. 상하 동요의 위상에 대해서 전반적인 결과는 실험 결과와 유사한 것을 확인할 수 있다. 단파장 영역의 위상은 실험에서 계측하는 것이 쉽지 않기 때문에 실험 결과와 수치 해석의 결과가 차이가 나는 것으로 보인다. 종 동요 운동의 결과도 실험 결과와 λ/L=1.2 이하의 영역에서는 잘 일치하지만 장파장 영역에서 결과가 잘 일치하지 않는 것을 확인 할 수 있다. 이는 식 (2.7)의 m-항과 관련이 되어 있으며 수선면에서 선체의 형상이 수직이면 문제가 없으나 선체의 형상이 수직이 아닌 경우에는 실험 결과보다 종 동요 운동응답이 크게 계산되는 것으로 알려져 있다. 즉, 앞에서 살펴보았던 Wigley 선형의 경우 선체가 수선면에서 수직이기 때문에 실험 결과와 수치해석의 결과가 잘 일치하였으나 KVLCC2 선박의 경우 수선면에서 선체가 수직이 아니기 때문에 실험 결과보다 큰 값으로 해석되었다. 이 부분을 보완하기 위해서는 m-항을 고려할 때 추가적인 항이 고려되어야 한다.



(a) Heave motion RAOs



(b) Pitch motion RAOs

Fig. 3-8 Motion response of KVLCC2 model, *Fn*=0.142, β = 180°

3.2 탄성체 모델의 운동응답 검증

유체-구조 연성해석의 운동응답을 검증할 자료는 찾기가 쉽지 않았다. 유일하게 검증 할 수 있는 모델이 Remy barge 모델이었다. 따라서 Remy barge 모델에 대해서 운동응답 검증을 수행하였다. 강체의 운동응답에서 사용되었던 사각 바지선에 대해서는 강체와 탄성체의 운동응답을 비교하였다.

Fig. 3-9은 Remy barge 모델을 나타낸 것이다. Remy barge 모델의 실험에 관한 내용은 Remy et al. (2006)에 자세하게 설명되어 있다. Remy barge 모델은 12개의 폰툰 (pontoon)으로 구성되어 있다. 각각의 폰툰은 길이가 0.19 m, 폭이 0.6 m, 높이가 0.25 m 이고 폰툰 사이의 간격은 0.015 m 이다. Remy barge 모델의 총 길이는 2.445 m 이고 흘수는 0.12 m 이다. 12개의 폰툰은 철 막대 (steel rod)로 연결되어 있으며 막대의 단면적은 10 mm × 10 mm이다. 폰툰의 운동은 Fig. 3-9에 나타낸 Pt. 1~Pt. 12 지점에 설치된 광학센서 (optical sense)에서 계측되었다. 구조 모델은 실험의 모델을 바탕으로 만들었으며 10,523개의 노드 (node)와 10,452개의 요소 (element)로 구성되어 있다. 구조모델의 해석은 상용 구조해석 프로그램인 MSC NASTRAN으로 모델의 모드에 따른 고유주파수를 해석하였다. 1차에서 6차 모드는 강체의 6자유도 운동을 의미한다. 각각의 모드에 대한 고유 주파수를 Table 3.3에 나타내었다. Fig. 3-10은 7차 모드에서 11차 모드까지 각 모드에서 변형을 나타낸 것이다.

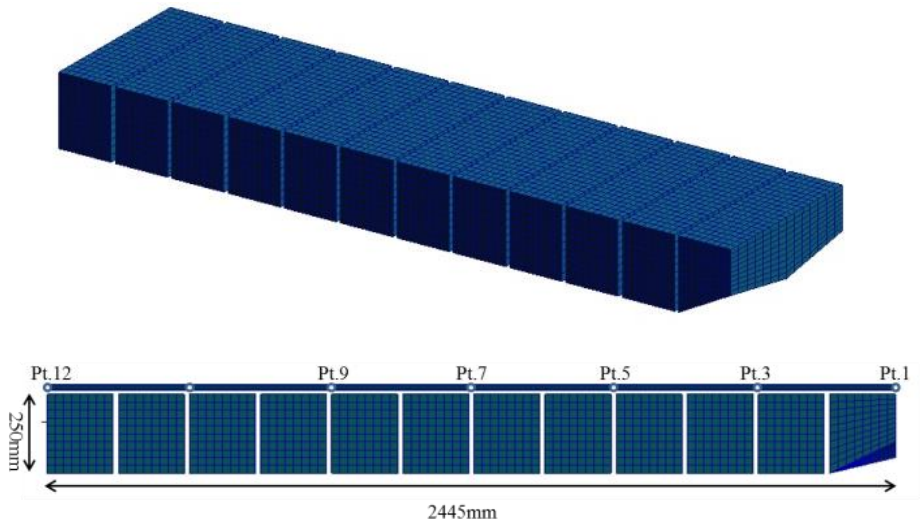
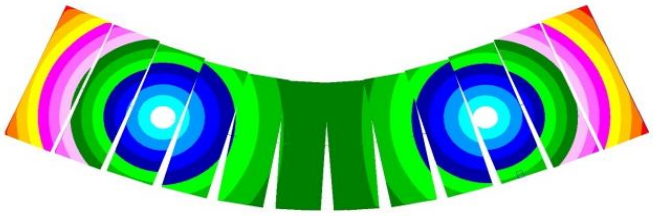


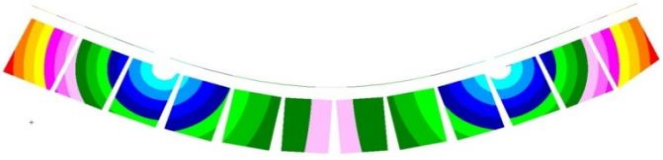
Fig. 3-9 Remy barge model

Table 3.3 Natural frequencies of Remy barge model in dry mode (Hz)

Mode no.	**Remy barge**
7	0.817 (2-H.B.)
8	0.868 (2-V.B.)
9	1.264 (1-Tor.)
10	1.937 (3-H.B.)
11	2.183 (3-V.B.)
12	2.435 (2-Tor.)
13	3.284 (4-H.B.)
14	3.538 (3-Tor.)
15	3.775 (4-V.B.)



(a) Mode 7



(b) Mode 8

(c) Mode 9

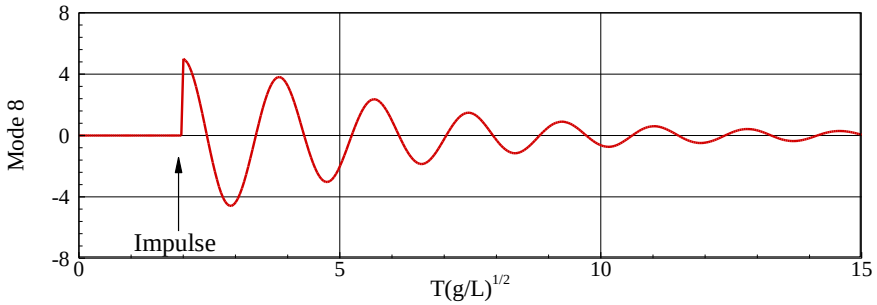
(d) Mode 10

(e) Mode 11

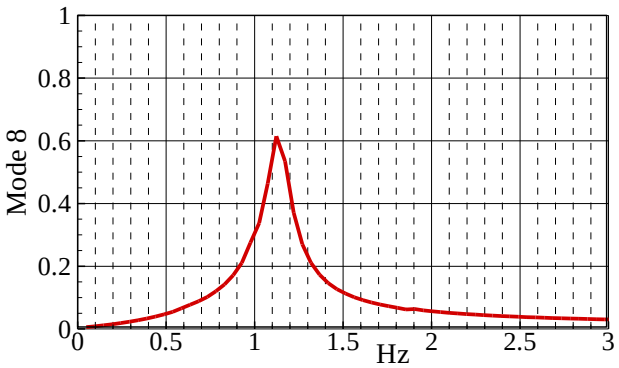
Fig. 3-10 Natural mode shape of Remy barge model

입수 상태에서 고유주파수를 검증하기 위해서 hammering 테스트를 수행하였다. Hammering 테스트는 8차 모드인 2절점 수직 (2 node vertical bending) 모드에 대해서 수행하였으며 8차 모드의 변위와 주파수 해석의 결과를 Fig. 3-11에 나타내었다. 실험에서 얻은 2절점 수직 모드의 고유진동수는 1.063 Hz 였고 Fig. 3-11에서 얻은 고유진동수는 1.109 Hz로 수치해석의 결과가 실험의 결과보다 더 높은 주파수로 진동하였다. Dry 모드의 진동수와 비교해서 wet 모드에서 진동수가 증가하였다. 이는 Fig. 3-12에서 나타낸 것과 같이 wet 모드에서 복원력의 증가량이 부가질량에 의한 질량의 증가량 보다 더 크기 때문이다. 실험과 수치해석의 고유진동수 차이는 두 가지 원인이 있는 것으로 예상된다. 첫째, 유체해석 모델이 실험 모델을 정확하게 모사하지 못해서 부가질량의 차이가 발생하고 이로 인해 고유진동수의 차이가 발생한 것으로 보인다. 실험에서는 각각의 폰툰 사이에 간격이 존재한다. 그러나 수치해석에서 사용된 유체 모델에서는 폰툰 사이의 간격을 모델링하기 쉽지 않아서 Remy barge 모델을 하나의 모델로 나타내었다. 12개의 폰툰으로 모델링하는 것과 하나의 모델로 모델링하는 것의 부가질량에 차이가 있을 수 있다. 둘째, 본 연구에서 선체의 변형으로 발생하는 복원력을 정확하게 반영하지 못해서 고유 주파수의 차이가 나는 것으로 보인다. 선체의 구조 강도가 큰 경우에는 유체의 복원력이 미치는 영향이 크지 않지만 선체의 구조 강조가 약한 선형에 대해서는 유체의 복원력이 아주 중요한데 이를 정확하게 반영하는

것은 쉽지 않다. 이러한 차이로 인해서 입수 상태에서 모델의 2절점 수직 모드의 고유진동수가 실험과 차이가 나는 것으로 보인다.

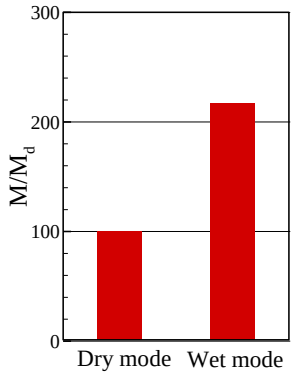


(a) Time history of mode motion during hammering test

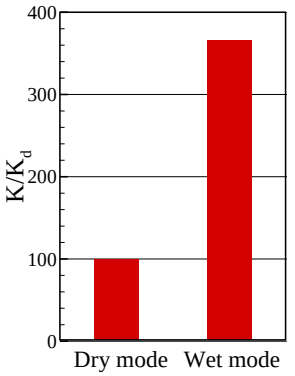


(b) Frequency spectrum for mode motion

Fig. 3-11 Hammering test (mode 8)



(a) Added mass coefficient



(b) Restoring coefficient

Fig. 3-12 Added mass and restoring coefficient (mode 8)

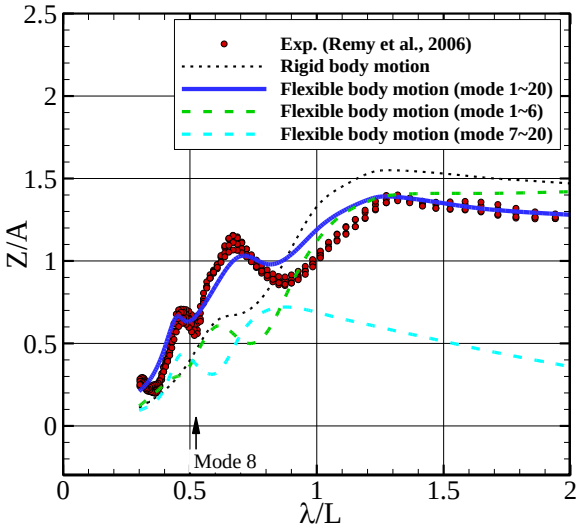
Fig. 3-13는 선수파에서 선수와 선미의 수직방향 운동응답을 나타낸 것이다. 점으로 표시한 것이 실험 결과를 나타낸 것이다. 실험 결과는 규칙파에서 실험한 것이 아니라 불규칙 파에서 실험을 하고 푸리에 변환 (fourier transform)을 통해서 얻은 값이다. 여러 번의 실험 결과를 겹쳐서 나타내었기 때문에 결과들이 조금 분산되어 있다. 가는 점선으로 표시한 것은 탄성모드를 고려하지 않고 강체에 대해서 운동해석을 수행한 결과이다. 실선으로 나타낸 것은 유탄성 해석의 결과를 나타낸 것이다. 탄성체의 모드는 20차 모드까지만 고려하였다. 그 이상의 모드를 고려하더라고 탄성체의 운동에는 큰 차이를 보여주지 않았다. 점선으로 나타낸 것은 유탄성 해석에서 1차에서 6차까지의 강체 운동을 나타낸 것이다. 마지막으로 일점 쇄선으로 나타낸 것은 유탄성 해석에서 7차 이상의 탄성모드의 운동응답을 나타낸 것이다. 선수에서 강체의 운동결과와 탄성체의 운동결과를 살펴보면 강체의 운동응답은

단조로운데 반해서 탄성체의 운동은 변화가 많다. 선미의 운동응답은 전체적인 형상은 유사하지만 파장이 선체 길이의 0.5배 부근에서 차이를 보이고 있다. 탄성체의 운동응답을 좀 더 자세하게 분석하기 위해서 입사파의 형상, 강체의 형상, 탄성체의 형상을 Fig. 3-14에 나타내었다. Fig. 3-14에서 실선이 강체의 형상, 긴 점선이 탄성체의 형상, 짧은 점선이 입사파의 형상을 나타낸 것이다. 첫 번째로 살펴본 영역은 λ/L=0.5이다. 이 영역에서 강체에서 보이지 않았던 험프 (hump)가 탄성체에서 나타났다. 이는 8차 모드인 2절점 수직 모드의 고유진동수와 입사파의 진동수가 일치해서 발생한 것으로 보인다. 앞에서 보여주었던 hammering 테스트의 결과에서 구한 2절점 수직 모드의 고유진동수에 대응되는 파장이 λ/L=0.5 부근이다. Fig. 3-14 (a)에서 2절점 수직 모드의 고유진동 형상을 확인할 수 있으며 Fig. 3-13 (a)에서 7차 이상의 탄성모드에서도 험프를 확인할 수 있다. 두 번째로 살펴본 영역은 λ/L=0.7이다. 이 영역에서도 탄성체의 선수부 응답에서 험프가 나타났다. 이는 1~6차 강체모드와 7차 이상의 탄성모드의 위상이 유사하여 운동응답이 크게 나타난 것으로 보인다. 강체 운동응답에서 상하 동요와 종동요로 인해서 작은 험프가 λ/L=0.6~0.7 부근에서 보인다. 그리고 Fig. 3-14 (b)를 살펴보면 2절점의 형상이 λ/L=0.5보다 더 크게 나타났다. 이는 λ/L=0.7 영역의 입사파의 주파수는 2절점 수직 모드의 고유진동수와 다르지만 2절점 수직 모드의 파랑 기진력 (wave exciting force)이 λ/L=0.5 영역보다 크게 작용하여 2절점 운동이

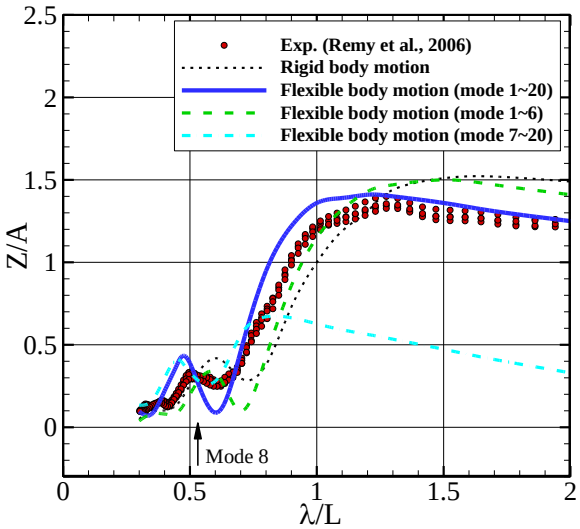
크게 발생한 것으로 보인다. 본 연구에서 다루는 문제는 유체의 감쇠력 (damping force) 크기 때문에 공진점 영역에서 운동응답이 증가하지만 과도하게 증가하지는 않는다. 또한 Fig. 3-14 (b)에서 강체의 운동과 탄성체의 선수부 수직 운동의 위상이 일치하는 것을 확인 할 수 있다. 세 번째로 살펴본 영역은 λ/L=0.8 부근으로 할로우 (hollow)가 나타났다. 이는 λ/L=0.7 영역과 유사하지만 강체모드와 탄성모드의 위상 차이 때문에 발생한 것으로 보인다. 이는 Fig. 3-14 (c)에서 확인할 수 있다. 마지막으로 살펴본 영역은 λ/L=1.5이상의 영역이다. 이 영역에서는 탄성체의 수직 응답이 강체의 운동응답보다 작았다. 이는 입사파의 형상에 따라서 탄성체의 형상이 변화하여 발생한 것으로 보인다. Fig. 3-14 (d)를 살펴보면 탄성체의 형상이 입사파의 형상에 따라 변화하는 것을 확인할 수 있다.

선수파에서는 대칭모드 (symmetric mode) 운동만을 다루기 때문에 반대칭모드 (antisymmetric mode) 운동의 검증을 위해서 사파에서도 운동응답 검증을 수행하였다. Fig. 3-15은 입사파의 입사각이 120° 조건에서 결과를 나타낸 것이다. 선수파에서 나타내었던 방법과 동일한 방법으로 선수부와 선미부의 수직 운동응답을 나타내었다. 선수부에서 탄성모드의 운동응답이 λ/L=0.5 부근에서 크게 나타났으며 이는 8차 모드 운동응답의 영향이다. 이 영역을 제외하면 탄성모드의 영향은 크지 않았다. 선미영역에서도 크기는 작지만 유사한 탄성모드의 응답이 나타났다. 입사파의 입사각이 120°

조건에서는 선수파의 운동응답과 비교해서 단파장 영역의 운동응답이 크게 나타났다.

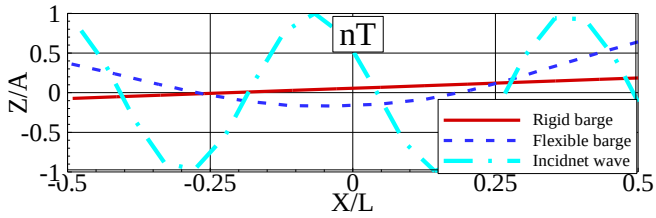


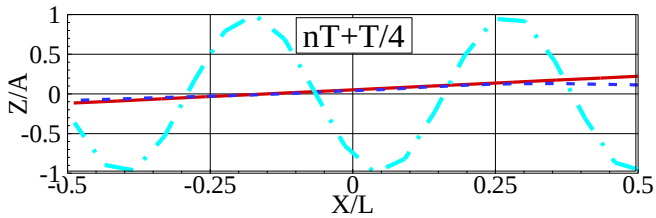
(a) At Pt. 1 (bow)

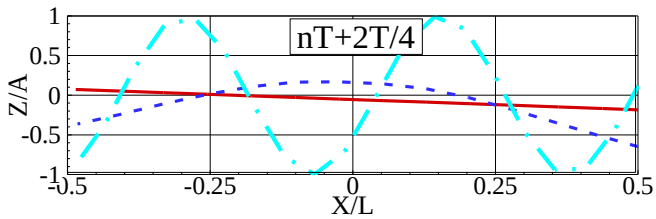


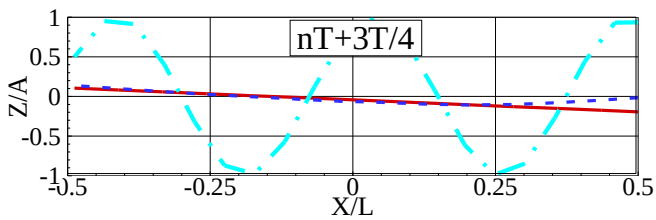
(b) At Pt. 12 (stern)

Fig. 3-13 Vertical motions of Remy barge model, Fn=0.0, β=180°

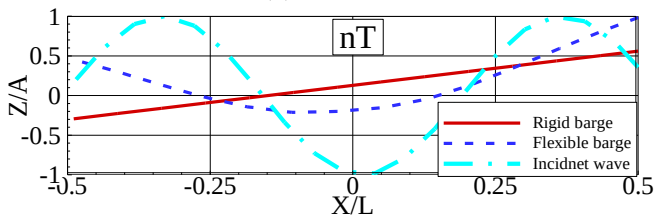

nT
Rigid barge
Flexible barge
Incidnet wave
Z/A
X/L
1
0.5
0
-0.5
-1
-0.5
-0.25
0
0.25
0.5

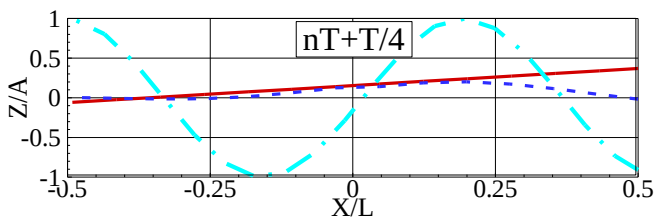

nT+T/4
Z/A
X/L
1
0.5
0
-0.5
-1
-0.5
-0.25
0
0.25
0.5

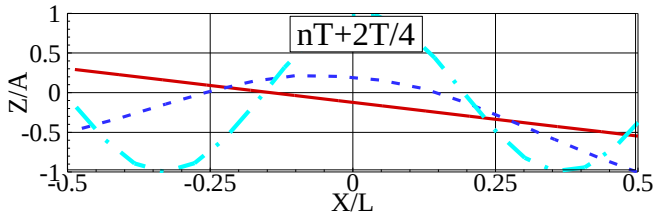

nT+2T/4
Z/A
X/L
1
0.5
0
-0.5
-1
-0.5
-0.25
0
0.25
0.5

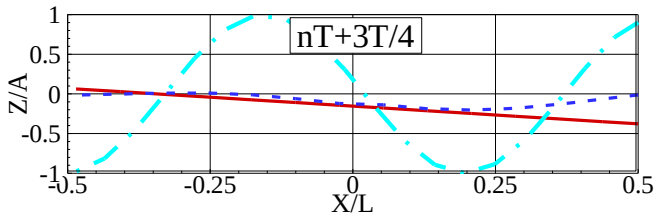

nT+3T/4
Z/A
X/L
1
0.5
0
-0.5
-1
-0.5
-0.25
0
0.25
0.5

(a) λ/L=0.45

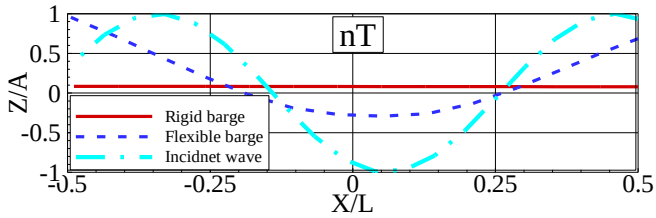

nT
Rigid barge
Flexible barge
Incidnet wave
Z/A
X/L
1
0.5
0
-0.5
-1
-0.5
-0.25
0
0.25
0.5

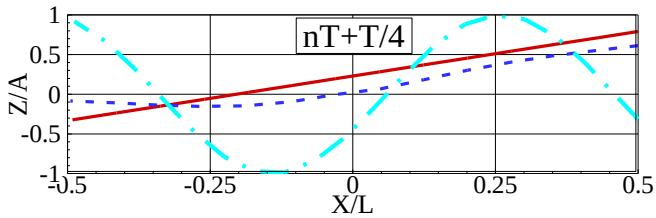

nT+T/4
Z/A
X/L
1
0.5
0
-0.5
-1
-0.5
-0.25
0
0.25
0.5

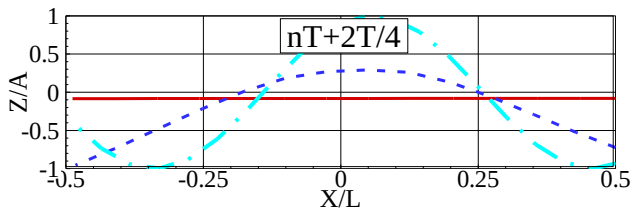

nT+2T/4
Z/A
X/L
1
0.5
0
-0.5
-1
-0.5
-0.25
0
0.25
0.5

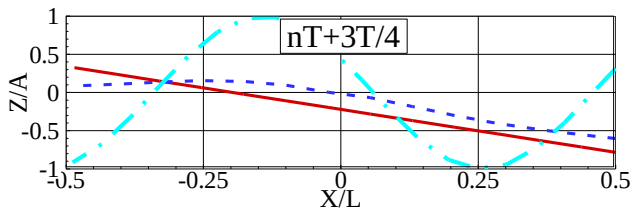

nT+3T/4
Z/A
X/L
1
0.5
0
-0.5
-1
-0.5
-0.25
0
0.25
0.5

(b) λ/L=0.7

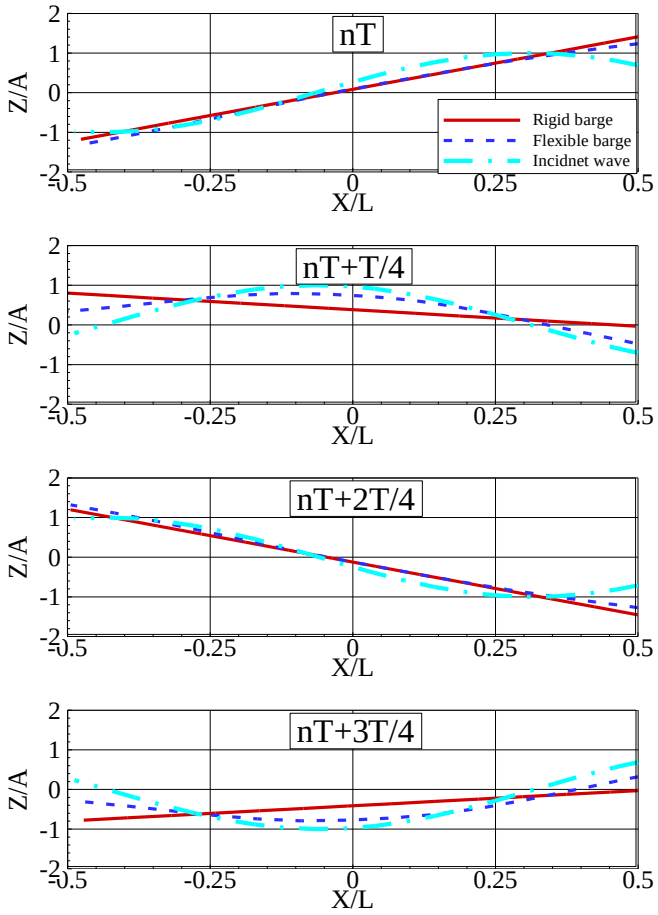

nT
Rigid barge
Flexible barge
Incidnet wave
Z/A
X/L
1
0.5
0
-0.5
-1
-0.5
-0.25
0
0.25
0.5


nT+T/4
Z/A
X/L
1
0.5
0
-0.5
-1
-0.5
-0.25
0
0.25
0.5


nT+2T/4
Z/A
X/L
1
0.5
0
-0.5
-1
-0.5
-0.25
0
0.25
0.5

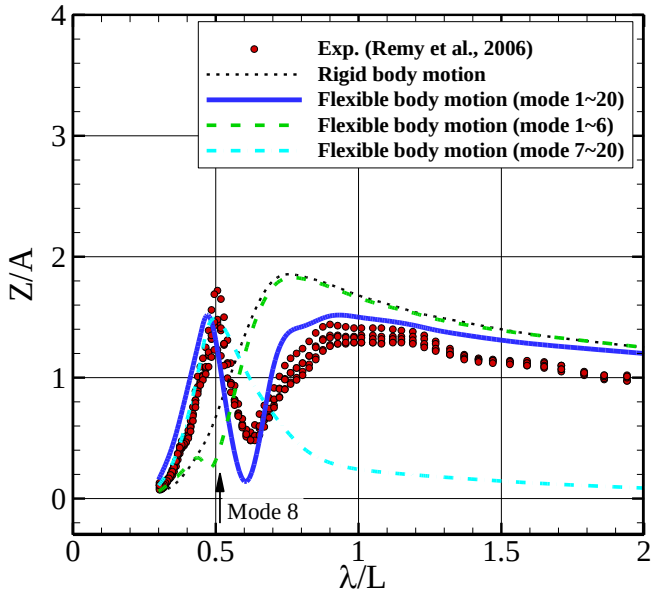

nT+3T/4
Z/A
X/L
1
0.5
0
-0.5
-1
-0.5
-0.25
0
0.25
0.5

(c) λ/L=0.8

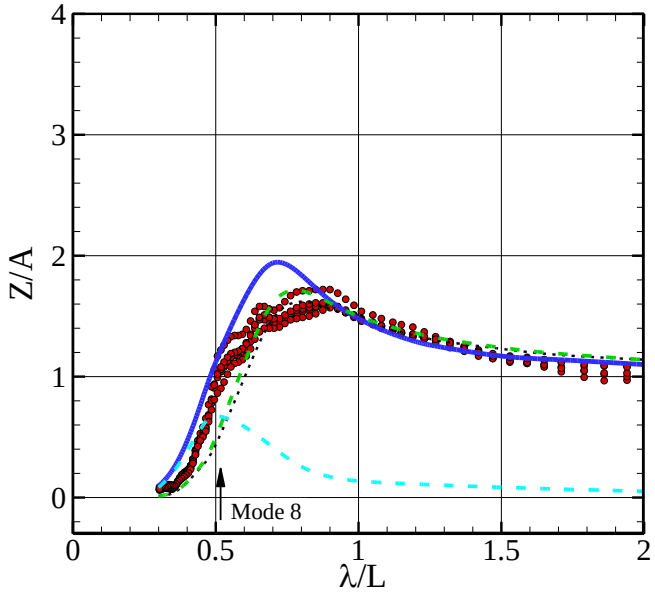


(d) λ/L=1.5

Fig. 3-14 Shape of Remy barge model, *Fn*=0.0, *β*=180°



(a) At Pt. 1 (bow)

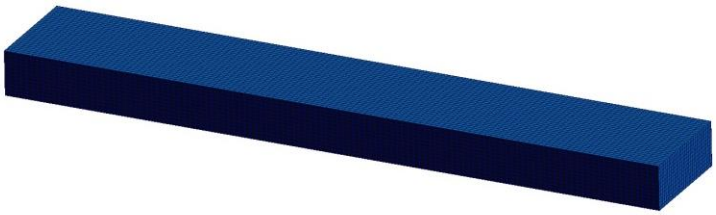


(b) At Pt. 12 (stern)

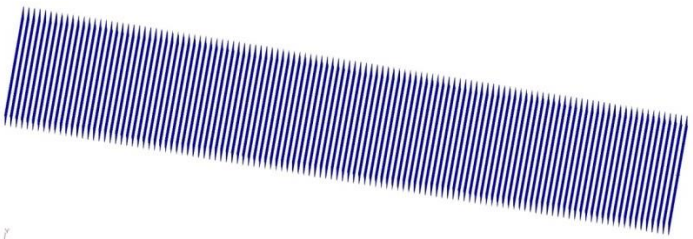
Fig. 3-15 Vertical motions of Remy barge model, Fn=0.0, β=120°

사각 바지선에 대해서는 검증 데이터를 찾을 수 없어서 강체의 운동과 탄성체의 운동을 비교하고 Remy barge의 운동응답과 경향을 비교하였다. 사각 바지선의 구조모델은 Fig. 3-16와 같으며 주요치수는 Table 3.1에 정리하였다. 구조모델은 모두 shell 요소로 구성하였으며, 국부 진동을 억제하기 위한 격벽 (bulk-head)과 외부 형상을 나타내는 표면으로 구성하였다. 격벽의 영률 (Young's modulus)은 일반적인 강철의 값을 적용하고 밀도는 없으며, 표면의 영률은 일반적인 강철의 값을 적용하고 밀도는 전체 구조물의 배수량과 구조물의 무게가 일치하도록 조절하였다. 구조모델은 22,869개의 노드와 26,080개의 요소로 구성하였다. 상용 구조해석 프로그램인 MSC NASTRAN의 고유주파수 해석 결과를 Table 3.4에 정리하였다. 7차 모드에서 10차 모드까지 각 모드에서 변형을 Fig. 3-17에 나타내었다. Fig. 3-18과 Fig. 3-19는 7차 모드와 8차 모드의 hammering 테스트 결과를 나타낸 것이다. 7차 모드인 2절점 수직 모드의 dry 모드 고유진동수는 0.145 Hz 이고 wet 모드 고유진동수는 0.250 Hz 였다. Remy barge 모델에서도 dry 모드의 고유진동수보다 wet 모드의 고유진동수가 증가하였고 사각 바지선에 대해서도 동일한 경향을 보여주었다. 다만 고유진동수의 증가 폭은 사각 바지선이 Remy barge 모델보다 더 컸다. Wet 모드에서 고유 진동수가 dry 모드보다 더 증가하는 것은 유체의 부가질량의 증가보다 구조물의 형상변화로 인한 유체의 복원력의 증가분이 더 크기 때문이다. 8차 모드인 2절점 수평 모드의 dry 모드

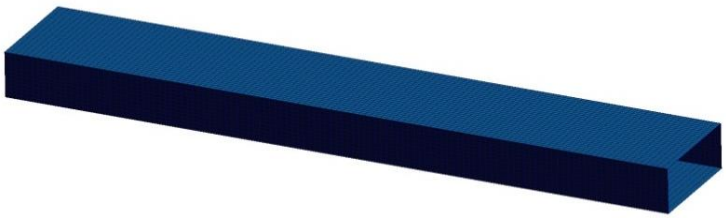
고유진동수는 0.271 Hz 이고 wet 모드 고유진동수는 0.206이었다. 8차 2절점 수평 모드의 경우 dry 모드보다 wet 모드에서 고유진동수가 감소하였다. 이는 유체의 의한 부가질량은 증가하였는데 수평 방향의 유체 복원력은 없기 때문이다. 9차 1절점 비틀림 모드의 wet 모드 고유진동수는 0.347 Hz로 dry 모드와 큰 차이가 없었다. 10차 3절점 수직 모드의 wet 모드 고유진동수는 0.326 Hz로 dry 모드보다 줄어들었다.



(a) FEM model

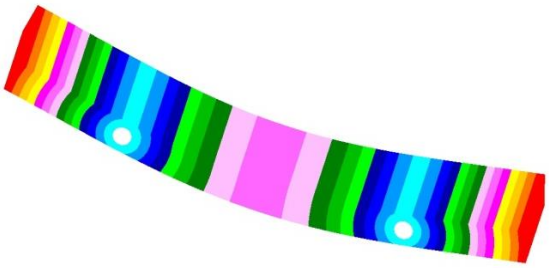


(b) FEM model of bulk-head

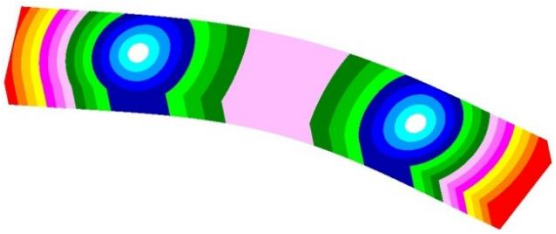


(c) FEM model of skin

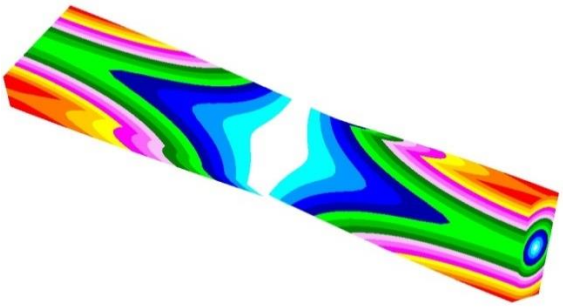
Fig. 3-16 FEM model for rectangular barge model



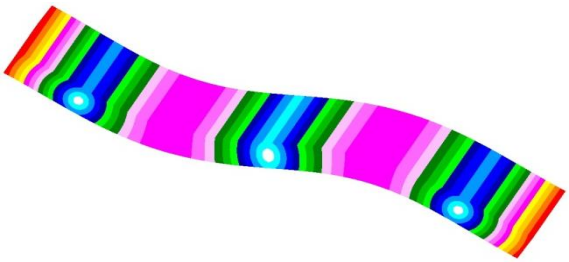
(a) Mode 7



(b) Mode 8



(c) Mode 9



(d) Mode 10

Fig. 3-17 Natural mode shape of rectangular barge model

Table 3.4 Natural frequencies of rectangular barge model in dry mode (Hz)

Mode no.	**Rectangular barge**
7	0.145 (2-V.B.)
8	0.271 (2-H.B.)
9	0.337 (1-Tor.)
10	0.352 (3-V.B.)
11	0.596 (4-V.B.)
12	0.615 (3-H.B.)
13	0.675 (2-Tor.)
14	0.850 (5-V.B.)
15	0.997 (4-H.B.)

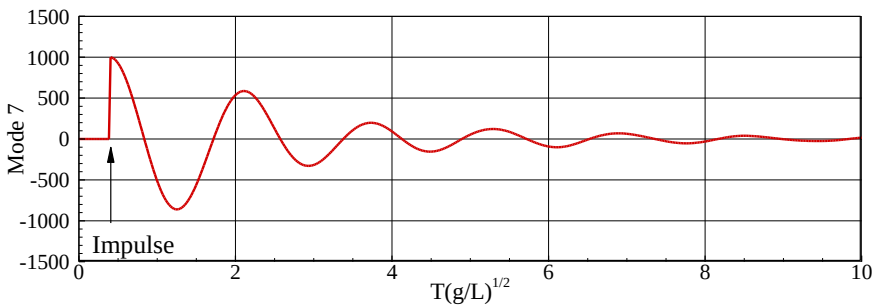


Fig. 3-18 Time history of mode motion during hammering test (mode 7)

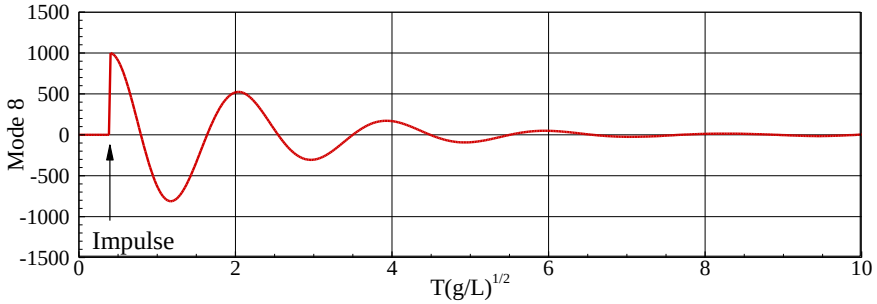
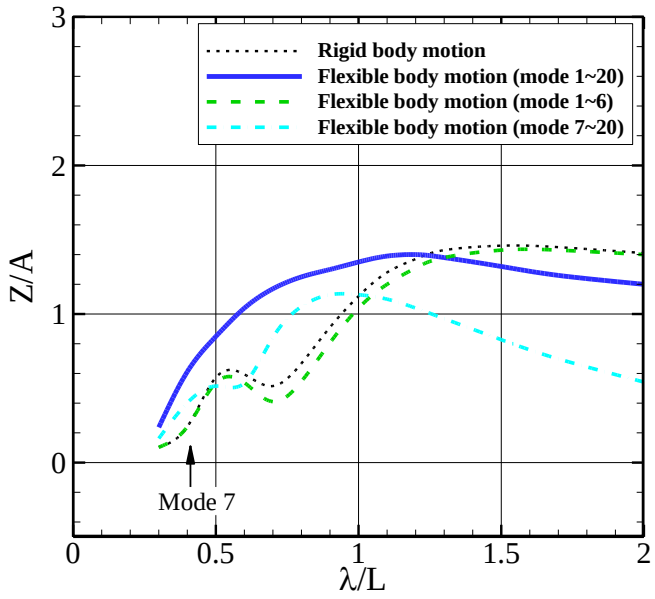


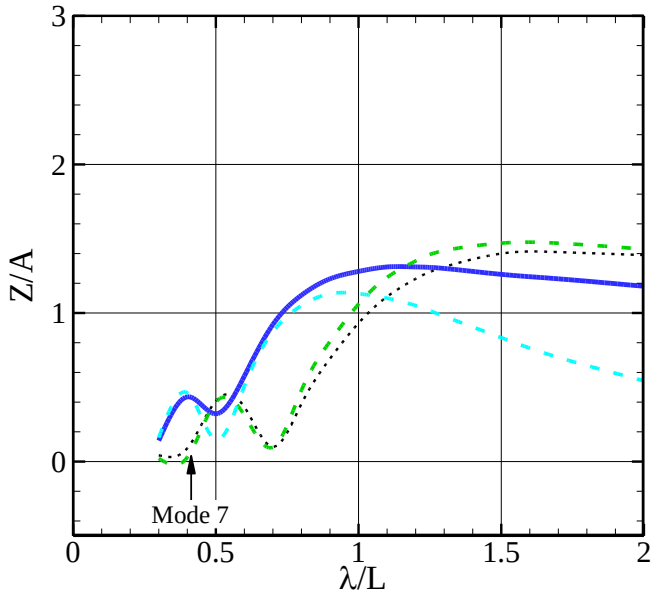
Fig. 3-19 Time history of mode motion during hammering test (mode 8)

Fig. 3-20은 선수파에서 선수와 선미의 수직 운동응답을 나타낸 것이다. Remy barge 모델의 운동응답을 나타낼 때와 동일한 형식으로 나타내었으며 유사한 경향을 보여주었다. 2절점 수직 고유진동수 부근에서 (λ/L=0.4)에서 험프가 보였으며 λ/L=1.5보다 긴 파장에서는 입사파에 따른 사각 바지선의 형상 변화로 강체보다 운동응답의 크기가 줄었다. Fig. 3-21와 Fig. 3-22은 선수 사파 (β=120°)에서 수직방향과 수평방향의 운동응답을 나타낸 것이다. 수직방향 운동응답은 Remy barge 모델과 유사하게 2절점 수직 고유진동수 부근에서 탄성모드 운동응답이 크게 나타났다. 운동응답의 크기는 선수파와 비교해서 선수 사파에서 수직방향의 운동응답이 더 크게 나타냈다. 수평방향의 운동응답도 2절점 수평 고유진동수 부근에서 탄성모드의 운동이 크게 나타났다. Dry 모드에서는 2절점 수직 고유진동수 (λ/L=1.23)와 2절점 수평 고유진동수 (λ/L=0.35)의 차이가 많이 났다. 그러나 wet 모드에서는 2절점 수직 고유진동수는 증가하고 2절점 수평 고유진동수는 감소하여 두 2절점

고유진동수가 가까워 졌다. Wet 모드에서 2절점 수직 고유진동수가 λ/L=0.41이고 2절점 수평 고유진동수가 λ/L=0.61 이다. 따라서 λ/L=0.4 ~ 0.6 영역에서는 강체와 비교해서 수직방향의 운동응답도 크게 나타나고 수평방향의 운동응답도 크게 나타났다. 강체와 비교해서 탄성체의 이러한 운동응답의 변화는 표류력에도 큰 영향을 미쳐서 λ/L=0.4 ~ 0.6 영역에서 큰 표류력의 변화가 예상된다.

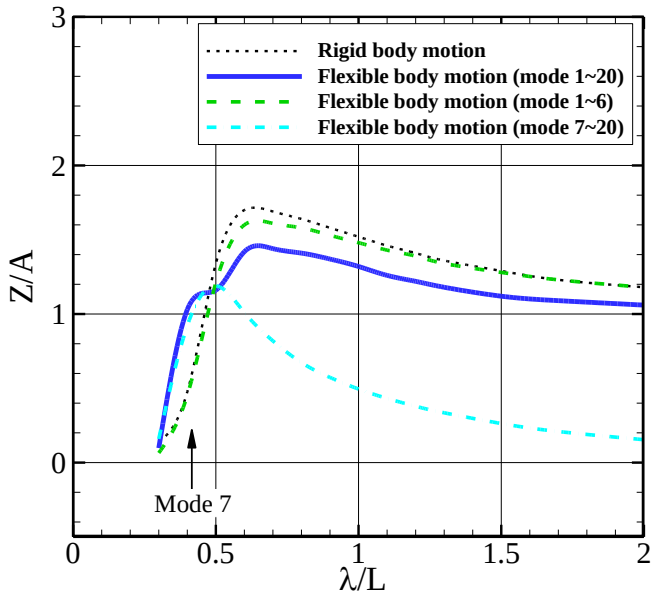


(a) At bow

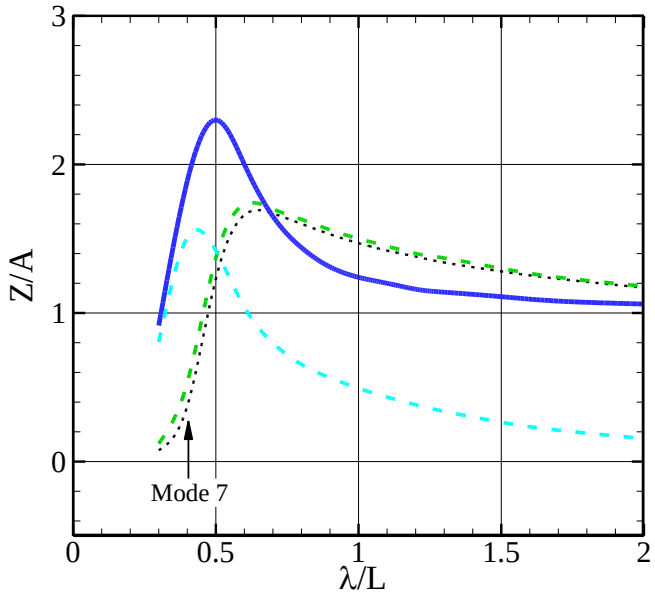


(b) At stern

Fig. 3-20 Vertical motions of rectangular barge model, *Fn*=0.0, β=180°

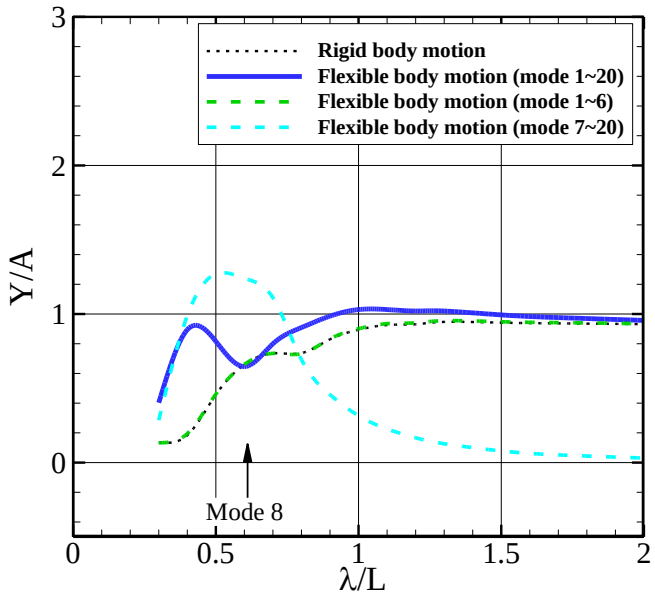


(a) At bow

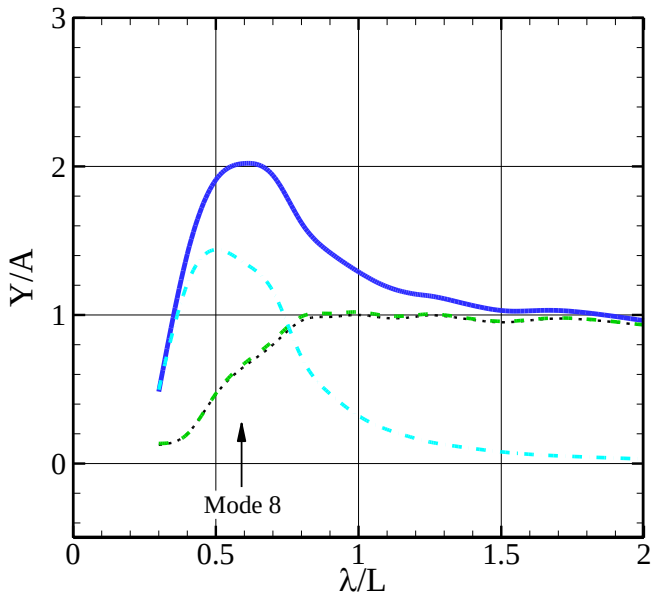


(a) At stern

Fig. 3-21 Vertical motions of rectangular barge model, *Fn*=0.0, β=120°



(a) At bow



(b) At stern

Fig. 3-22 Horizontal motions of rectangular barge model, *Fn*=0.0, β=120°

3.3 강체의 표류력 및 부가저항 검증

강체의 표류력 검증은 사각 바지선에 대해서 상용 프로그램인 WADAM의 결과와 비교를 통해서 수행하였으며, 강체의 부가저항 검증은 강체의 운동응답에서 다루었던 3가지 선형에 대해서 실험 결과와 비교하였다.

3.3.1 강체의 표류력 검증

표류력 및 부가저항은 2차 힘(second-order force)으로 앞에서 살펴보았던 운동응답과 비교해서 수렴된 결과를 얻기 힘든 것으로 알려져 있다. 패널에 따른 수렴도를 파악하기 위해서 운동응답의 수렴도 테스트에 사용되었던 패널 (Fig. 3-3)에 대해서 압력 적분법을 이용하여 표류력의 수렴도를 테스트하였다. 총 3개의 파장에 대해서 수렴도 테스트를 수행하고 그 결과를 Fig. 3-23에 정리하였다. 운동응답은 사각 바지선의 길이 방향으로 30개 이상의 패널에서 수렴된 결과를 얻을 수 있었다. 그러나 표류력은 사각 바지선의 길이 방향으로 50개 이상의 패널에서 수렴하는 결과를 보여주었다. 길이 방향으로 50개의 패널을 분포시킨 경우 선체의 패널은 약 700개이고 자유수면의 패널은 약 3,000개이다.

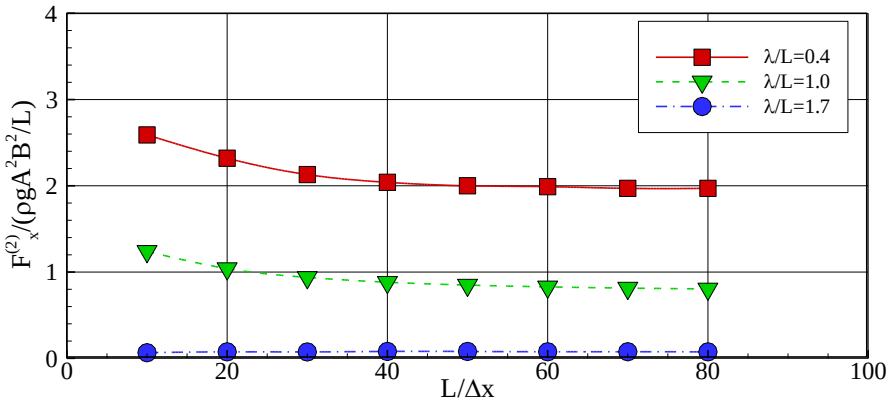


Fig. 3-23 Result of panel convergence test, drift force, rectangular barge model, *Fn*=0.0, β = 180 °

WADAM은 표류력을 계산하는 방법으로 두 가지 방법을 제공하고 있다. 본 연구에서와 동일한 방법인 압력 적분법과 모멘텀 보존법이다. 두 방법을 사용하여 패널에 따른 수렴도를 테스트 하였는데, 압력 적분법과 비교해서 모멘텀 보존법의 결과가 안정된 결과를 보여주었다. 따라서 본 연구에서 비교 검증용 데이터는 모멘텀 보존법의 결과를 이용하였다.

표류력은 4가지 입사각에 대해서 X 방향, Y 방향의 값을 비교하였다. Fig. 3-24 ~ Fig. 3-28은 표류력을 비교한 것이다. 원형의 점으로 표시한 것이 WADAM의 X 방향 표류력 ($F_X^{(2)}$)이며 세모형의 점으로 표시한 것이 WADAM의 Y 방향 표류력 ($F_Y^{(2)}$)이다. 실선으로 표시한 것은 압력 적분법의 X 방향 표류력을 나타내고, 점선은 모멘텀 보존법의 X 방향 표류력을 나타낸다. 일점 쇄선은 압력 적분법의 Y 방향 표류력을 의미하며 이점 쇄선은 모멘텀 보존법의

Y 방향 표류력을 의미한다. 선수파 (Fig. 3-24)의 결과를 살펴보면 사각 바지선이 좌우 대칭이기 때문에 X 방향의 표류력만 계산되며 WADAM의 모멘텀 보존법의 결과와 본 연구의 압력 적분법, 모멘텀 보존법의 결과가 잘 일치하는 것을 확인 할 수 있다. 표류력의 경향을 살펴보면 단파장 영역에서는 점근해 (asymptotic value)로 접근하며 장파장 영역에서는 감소하는 경향을 보여주었다. Fig. 3-25는 선수파 λ/L=0.8 조건에서 압력 적분법과 모멘텀 보존법의 2차 힘 시계열을 나타낸 것이다. 압력 적분법과 모멘텀 보존법의 힘은 진폭과 위상은 차이가 나지만 평균값은 거의 동일한 것을 확인 할 수 있다. 입사각이 150° 의 결과를 살펴보면 Y 방향의 힘이 아주 크게 나타나는 것을 확인 할 수 있다. 반면 X 방향의 힘은 선수파의 경우와 큰 차이가 없다. WADAM의 결과와 비교해보면 X 방향의 표류력, Y 방향의 표류력 모두 본 연구에서 적용한 압력 적분법 및 모멘텀 보존법과 잘 일치하는 것을 확인 할 수 있다. 입사각이 120° 의 결과를 살펴보면 X 방향의 표류력은 λ/L=0.5에서 최대값을 가지며 Y 방향의 표류력은 단파장 영역에서 최대가 되는 확인할 수 있다. 압력 적분법과 모멘텀 보존법은 WADAM의 결과와 잘 일치하였다. 사파 중에서는 X 방향의 표류력은 없어지고 Y 방향의 표류력만 존재하며 단파장 영역에서 그 크기는 점근해와 유사한 값을 보여주었다. λ/L=0.5~1.0 영역에서 WADAM의 결과와 근소한 차이를 보였는데 이는 Fig. 3-5 (d)에서 나타났던 횡 동요 운동의 차이에서 발생한 것으로 보인다.

4가지 입사각에 대해서 WADAM의 결과와 본 연구의 압력 적분법, 모멘텀 보존법의 결과를 비교하였다. 전반적으로 WADAM의 결과와 잘 일치하는 것을 확인할 수 있었다. 이로부터 본 연구에서 사용한 압력 적분법과 모멘텀 보존법은 강체의 표류력을 계산하는 것에는 큰 문제가 없는 것으로 판단된다.

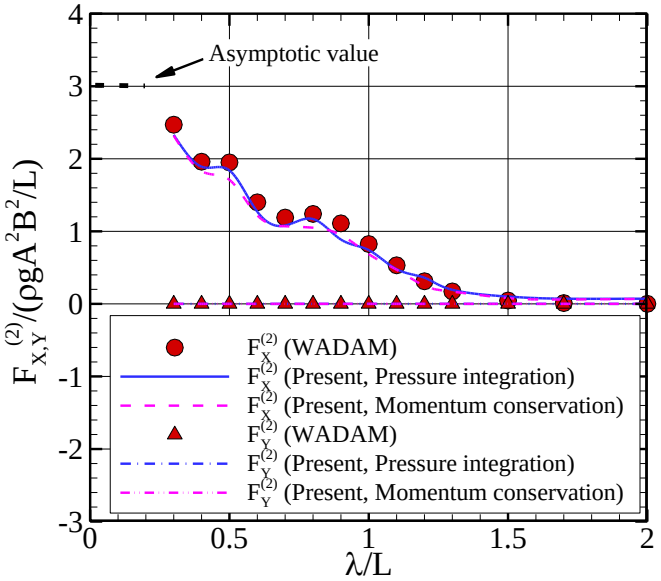


Fig. 3-24 Drift force of rectangular barge model, *Fn*=0.0, β = 180 °

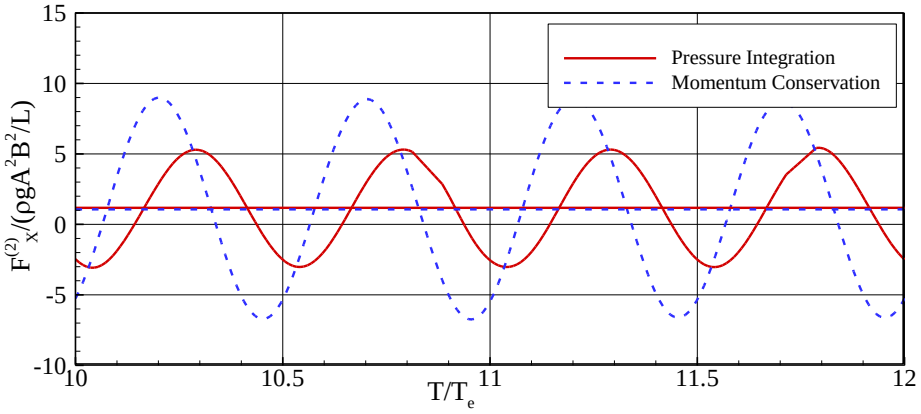


Fig. 3-25 Drift force of rectangular barge model, *Fn*=0.0, β=180°, λ/L=0.8

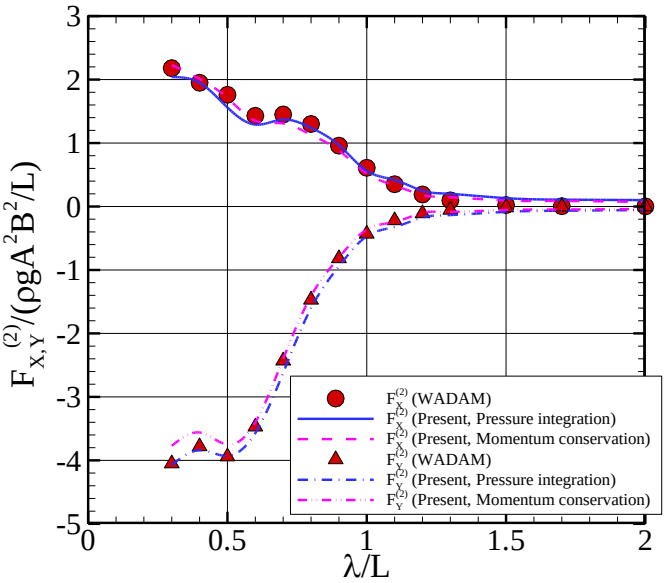


Fig. 3-26 Drift force of rectangular barge model, *Fn*=0.0, β = 150 °

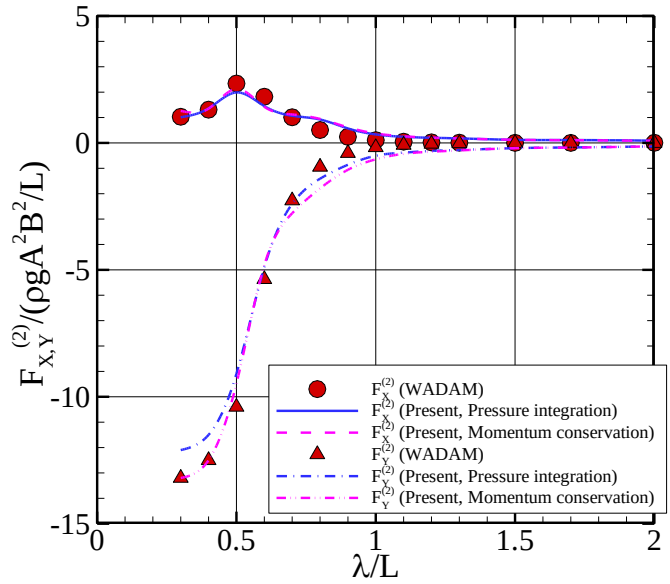


Fig. 3-27 Drift force of rectangular barge model, *Fn*=0.0, β = 120 °

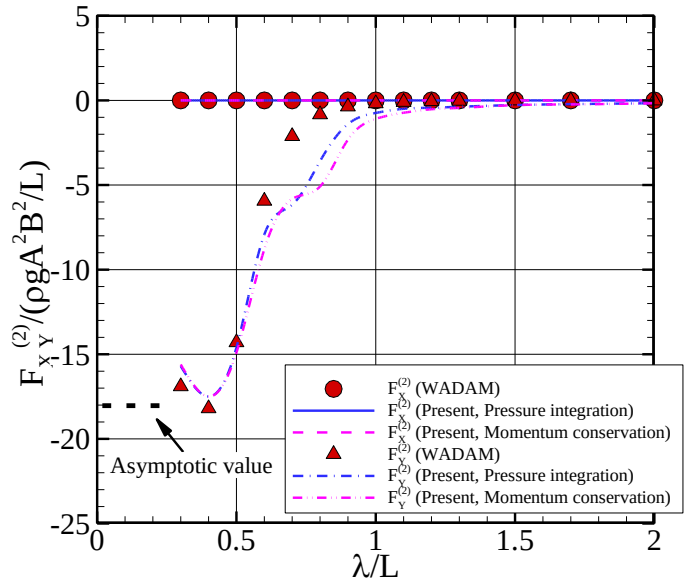
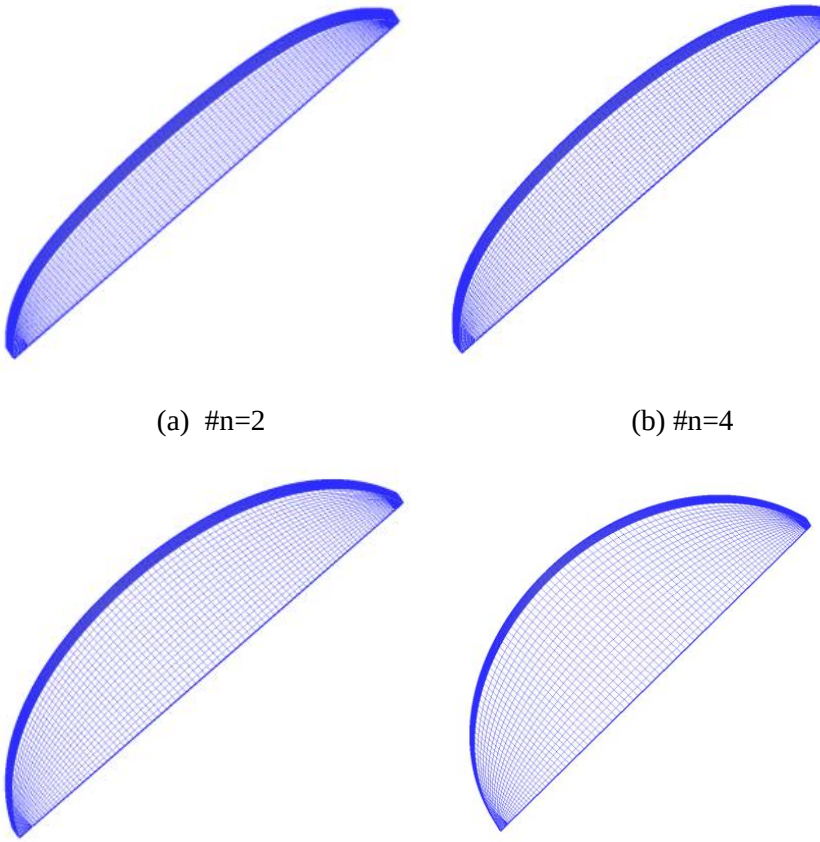


Fig. 3-28 Drift force of rectangular barge model, *Fn*=0.0, β = 90 °

3.3.2 강체의 부가저항 검증

모멘텀 보존법은 검사표면을 선정하고 표면에서 압력과 속도장을 이용하여 표류력 및 부가저항을 계산한다. 속도가 없는 문제의 경우 검사표면에 따른 표류력의 차이가 크지 않았지만 속도가 있는 문제에 대해서는 검사표면에 따라서 부가저항의 크기가 변하였다. 이론적으로 모멘텀은 보존되기 때문에 검사표면을 어떻게 선정하든지 큰 변화가 없어야 한다. 그러나 검사표면의 수렴도 테스트를 수행하였을 때 검사표면에 따라서 부가저항이 변하였다. 이러한 경향은 모멘텀 보존법을 사용하는 WASIM에서도 나타났다고 보고되었다 (Pan et al., 2016). 검사표면에 따른 부가저항의 수렴도를 테스트 하기 위해서 Fig. 3-29과 같이 4가지 패널을 만들었다. 패널에 표시된 수는 선체로부터 떨어진 자유수면 패널의 수를 의미한다. 수렴도 테스트는 blunt modified Wigley 선형에 대해서 수행되었으며 결과를 Fig. 3-30에 정리하였다. 3가지 파장에 대해서 압력 적분법을 이용하여 얻을 결과를 점선으로 표시하였으며 모멘텀 보존법의 결과를 실선으로 표시하였다. 단파장과 장파장 영역에서는 검사표면에 따라서 부가저항이 크게 변하지 않았고 압력 적분법의 결과와 유사한 값을 보여주었다. 선박의 운동이 큰 영역에서는 선체에 근접하게 검사표면을 선정하는 경우에는 압력 적분법의 결과와 유사한 값을 보여주었지만 검사표면이 선체에서 멀어지면 부가저항의 값이 작게 계산되었다. 이러한 경향은 Pan et al. (2016)의 결과와도 일치하는 경향이다. 그러나 검사표면이 선체에서 멀어지면

부가저항이 작게 계산되는 이유에 대해서는 추가적인 연구가 필요하다. 본 연구에서는 검사표면의 수렴도 테스트 결과를 바탕으로 속도가 있는 경우에 모멘텀 보존법은 선체에 근접하게 검사표면을 선정하여 계산을 수행하였다.



(a) #n=2 (b) #n=4

(c) #n=8 (d) #n=16

Fig. 3-29 Control surface panels for convergence test of momentum conservation

최종적으로 사용된 패널은 반폭에 선체 패널은 약 1,400개, 자유수면에는 약 8,000개, 검사표면에는 약 4,000개의 패널을 사용하였다. Blunt modified Wigley와 slender modified Wigley 선형은 수학적인 선형으로 선체가 간단하여 선체 패널의 수에는 결과가 민감하게 변하지 않았다.

Fig. 3-31은 slender modified Wigley 선형에 대해서 부가저항 계산 결과를 실험 결과와 비교한 것이다. 실험 결과는 Kashiwagi (2013)에서 얻었으며 선수파, Fn=0.2 조건에서 두 가지 파고에 대해서 실험이 수행되었다. 실험 결과에서 파고에 따른 부가저항의 차이가 크지 않았다. 실선으로 나타낸 것이 압력 적분법의 결과이며 점선으로 나타낸 것이 모멘텀 보존법의 결과이다. 압력 적분법과 모멘텀 보존법의 수치해석 결과는 거의 동일한 결과를 보여주었으며, 이 결과는 실험 결과와 유사한 경향을 보여주는 것을 확인할 수 있다.

Blunt modified Wigley 선형에 대해서도 실험 결과와 계산 결과를 비교하였다. 실험 결과는 slender modified Wilgey와 동일한 논문의 결과를 이용하였다. 실험 결과와 계산 결과를 비교하기 전에 실험 결과는 없지만 계산 결과를 살펴보기 위해서 Fn=0.1 조건에서 압력 적분법과 모멘텀 보존법의 결과를 Fig. 3-32에 나타내었다. Fn=0.1 조건은 파장 영역에서 τ가 1/4보다 작아지는 영역이 존재한다. 이 영역에서 부가저항의 변화가 있는지 살펴보았으나 Fig. 3-32에서 보여지는 것과 같이 큰 변화가 나타나지 않았다. Fn=0.2 조건에서는

실험 결과와 계산 결과를 비교하였으며 이를 Fig. 3-33에 정리하였다. 실험 결과는 입사파의 파고에 따라서 차이를 보였다. 파고가 작은 조건에서 전반적으로 부가저항이 크게 계측 되었다. 이는 파고의 제곱에 비례하여 부가저항 값이 결정되는데 실험에서 작은 파고의 작은 부가저항을 측정하는 것이 쉽지 않기 때문에 발생한 것으로 보여진다. Fig. 3-34은 λ/L=1.2 조건에서 압력 적분법과 모멘텀 보존법의 부가저항 시계열을 나타낸 것이다. 두 방법의 위상과 진폭은 큰 차이를 보였지만 평균값은 거의 일치하는 것을 확인할 수 있다. 계산 결과를 살펴보면 단파장 영역을 제외하고는 전반적으로 실험 결과와 유사한 결과를 보여주었다. 단파장 영역에서 수치해석의 결과가 실험의 결과보다 작은 것은 '1.2 기존 연구'에서 살펴보았듯이 선수부에서 반사파 및 비선형 파에 의한 것으로 판단된다. 단파장 영역에서 랜킨패널법을 이용한 부가저항의 결과가 실험보다 작은 것에 대해서는 Seo et al. (2014)에 자세하게 설명되어 있다.

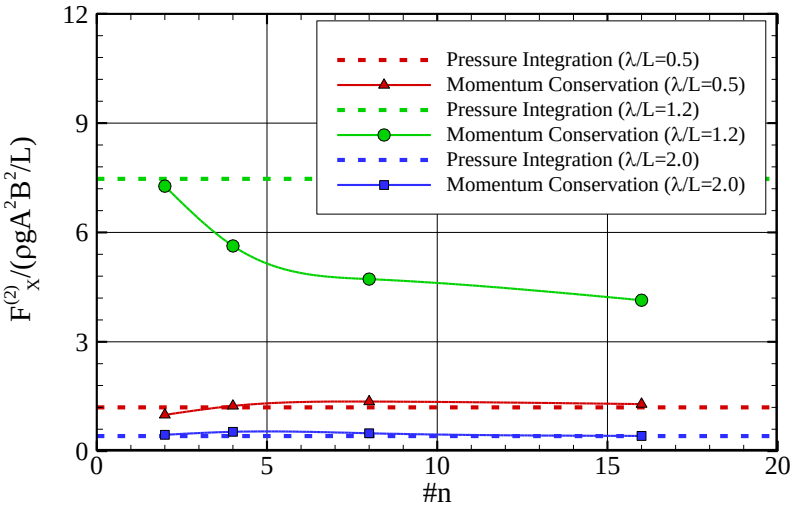


Fig. 3-30 Result of panel convergence test, added resistance, blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β = 180 °

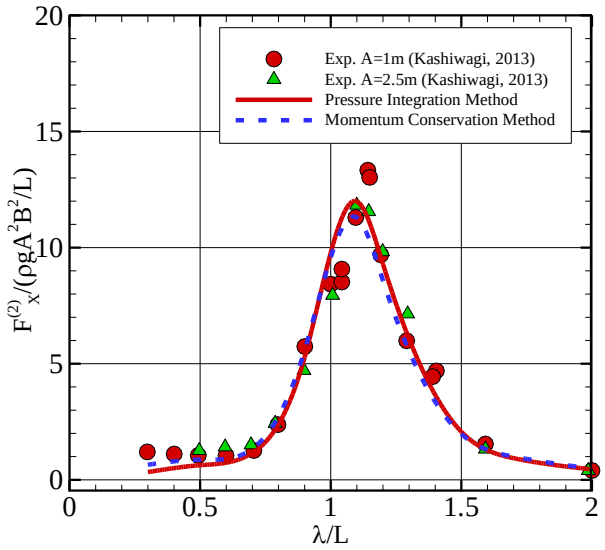


Fig. 3-31 Comparison of added resistance, slender modified Wigley model, *Fn*=0.2, β = 180 °

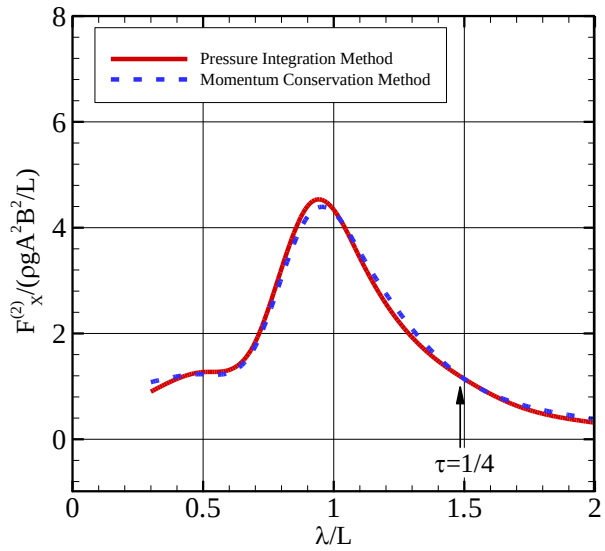


Fig. 3-32 Comparison of added resistance, blunt modified Wigley model, *Fn*=0.1, β = 180 °

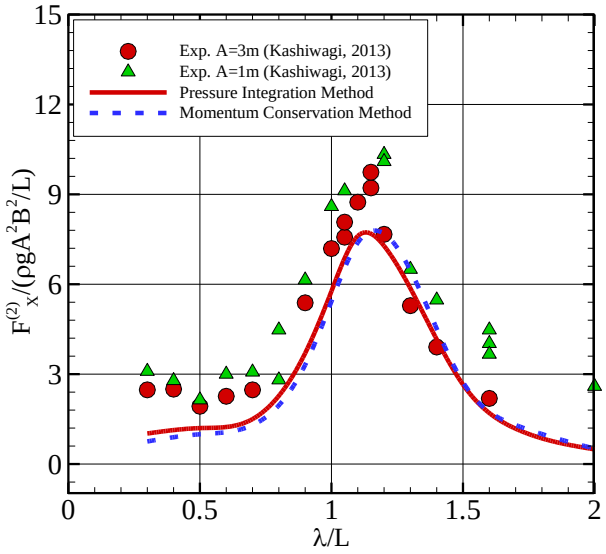


Fig. 3-33 Comparison of added resistance, blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β = 180 °

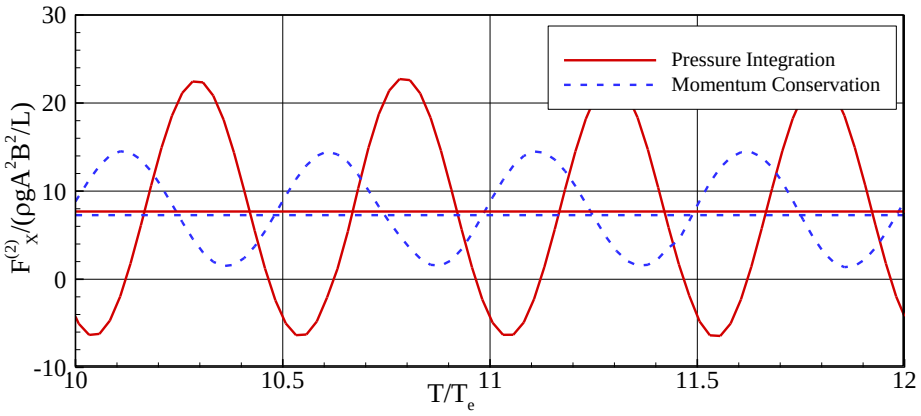


Fig. 3-34 Added resistance, blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β=180°, λ/L=1.2

앞에서 살펴보았던 두 가지 선형은 수학적인 선형으로 선박의 형상이 단순하다. 실제 선박에 가까운 선박에 대해서도 부가저항 해석을 수행하였다. 대상선형은 운동응답에서 다루었던 KVLCC2 선형이다. KVLCC2 선형의 해석에 사용된 패널은 반폭에 선체 패널은 약 2,000개, 자유수면에는 약 7,000개, 검사표면에는 약 4,000개의 패널을 사용하였다. Fig. 3-35은 KVLCC2 선형의 실험 결과와 수치해석의 결과를 정리한 것이다. 실험 결과는 세 곳의 기관에서 실험한 결과를 모두 나타내었다. 첫 번째 실험 기관은 서울대학교 (Seoul National University, SNU), 두 번째 실험 기관은 오사카대학교 (Osaka University, OU), 세 번째 실험 기관은 노르웨이 과학기술대학교 (Norwegian University of Science and Technology, NTNU)이다. 서울대학교와 오사카대학교는 하나의 파고에 대해서 실험을 수행하였고, 노르웨이 과학기술대학교는 파장에 따라서

파고를 변경하며 실험을 하였다. 서울대학교에서는 3가지 파장에 대해서 불확실성 해석 (Uncertainty Analysis, UA)를 수행하여 95%의 신뢰구간을 제시하였다. 세 기관의 실험 결과를 비교하면 전반적으로 경향은 유사하지만 실험 기관에 따라서 결과 값이 차이가 나는 것을 확인할 수 있다. 각 실험 기관마다 반복성의 결과를 살펴보면 부가저항 실험은 동일한 기관에서 수행하였지만 실험의 반복성이 좋지 않은 것을 확인할 수 있다. 이는 실험에서 측정하려는 부가저항의 값이 정수 중 저항의 값보다 아주 작기 때문에 실험에서 작은 값은 계측하는 것이 쉽지 않기 때문인 것으로 보여진다. 따라서 부가저항 실험은 하나의 조건에서 한 번의 실험으로는 수렴된 결과를 얻기 힘들며 반복 실험이 필요한 것으로 판단된다. 압력 적분법의 결과는 실선으로 나타내었고 모멘텀 보존법의 결과는 점선으로 나타내었다. 앞에서 다루었던 수학적인 선형의 경우 압력 적분법과 모멘텀 보존법의 결과가 거의 일치하였으나 KVLCC2 선형은 차이를 보였다. 실험 결과와 수치해석의 결과를 비교하면 단파장 영역에서는 95%의 신뢰구간에 수치해석의 결과가 존재하는 것을 확인할 수 있다. 선박의 길이와 유사한 파장에서는 실험 결과보다 계산 결과가 작게 해석되었다. 특히 장파장 영역에서는 압력 적분법보다 모멘텀 보존법이 좀 더 크게 해석되었다. KVLCC2 선형의 경우 모멘텀 보존법이 실험 결과와 더 잘 일치하는 것으로 보이지만 모멘텀 보존법은 일반적으로 장파장 영역에서 큰 경향을 보여주었다 (4장 18,000 TEU

컨테이너선의 결과 참조). 이러한 차이는 선형이 복잡해서 발생하는 것으로 보인다. KVLCC2 선형은 구상선수 (Bulbous bow)가 존재하며 선미에 트랜섬 (transom)이 존재한다. 이로 인해서 선수와 선미에서 복잡한 유동이 발생하며 구상선수로 인해서 모멘텀 보존법에서 검사표면을 선정하기도 쉽지 않다. 실험 결과와 비교해서 전반적인 경향은 일치하지만 부분적으로 잘 일치하는 부분과 일치하지 않는 부분이 존재한다. 모멘텀 보존법을 실제 선박과 같은 복잡한 형상의 선박에 적용하기 위해서는 추가적인 연구가 필요한 부분이다.

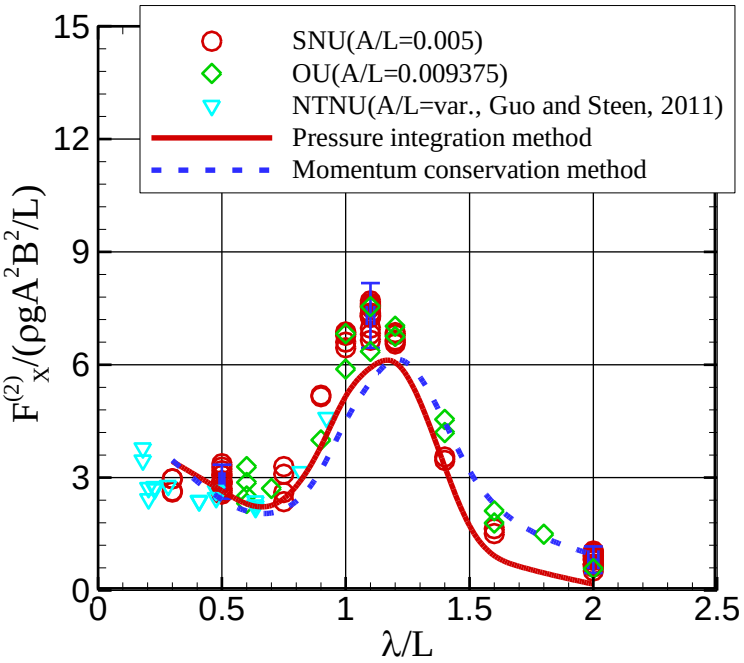


Fig. 3-35 Comparison of added resistance, KVLCC2 model, *Fn*=0.142, β = 180 °

3.4 유탄성을 고려한 표류력 및 부가저항 해석

유탄성을 고려한 표류력의 해석은 사각 바지선에 대해서 수행하였으며, 부가저항의 해석은 blunt modified Wigley에 대해서 수행하였다.

3.4.1 유탄성을 고려한 표류력 해석

유탄성을 고려한 표류력 해석은 압력 적분법과 모멘텀 보존법을 이용하여 해석하였으며 강체의 해석 결과와 비교하여 표류력의 변화를 살펴보았다. 사각 바지선의 표류력 해석 결과를 Fig. 3-36 ~ Fig. 3-39에 정리하였다. Fig. 3-36는 선수파 조건에서의 결과를 나타낸 것으로 실선은 압력 적분법을 이용한 강체의 표류력, 점선은 모멘텀 보존법을 이용한 강체의 표류력을 나타낸 것이다. 일점 쇄선은 압력 적분법을 이용한 탄성체의 표류력, 이점 쇄선은 모멘텀 보존법을 이용한 탄성체의 표류력을 나타낸 것이다. 그래프에서 $F_X^{(2)}$ 은 X 방향 표류력을 의미하고 $F_Y^{(2)}$ 는 Y 방향의 표류력을 의미한다. 압력 적분법과 모멘텀 보존법의 결과를 비교하면 수치해석을 수행한 모든 영역에서 두 결과가 탄성체에 대해서도 잘 일치하는 것을 확인 할 수 있다. 선수파에서 탄성체의 표류력을 살펴보면 강체와 비교해서 X 방향의 표류력이 λ/L=0.4~1.2영역에서 줄어든 것을 확인할 수 있다. Fig. 3-37은 입사각이 150° 조건의 결과를 나타낸 것이다. 선수파 조건에서는 X 방향의 표류력이 탄성체에서

감소하였지만 150° 조건에서는 2절점 수평 고유 진동수 부근에서 표류력이 증가하였다. Y 방향의 표류력은 λ/L=0.4보다 짧은 파장에서 조금 증가하였고 λ/L=0.4보다 긴 파장에서는 감소하였다. 입사각이 120° 조건에서는 Fig. 3-38와같이 전 영역에서 X 방향의 표류력은 탄성체에서 강체보다 더 크게 나타났으며 Y 방향의 표류력은 단파장 영역에서 감소하였다. 사파 중에서는 Fig. 3-39와 같이 강체와 탄성체의 표류력에 큰 차이가 없었다.

4가지 입사각에 대해서 탄성체의 표류력은 강체와 비교해서 증가하는 부분과 감소하는 부분이 있었다. 증가 또는 감소하는 부분은 압력 적분법과 모멘텀 보존법에서 동일하게 나타났으며 두 방법의 결과는 아주 유사하였다. 이러한 결과로부터 본 연구에서 탄성체로 확장한 압력 적분법은 탄성체의 표류력 해석에 이용될 수 있음을 알 수 있다.

강체와 탄성체의 표류력 차이가 큰 선수파에서 X 방향의 표류력이 감소하는 부분과 입사각이 120° 조건에서 X 방향의 표류력이 크게 증가하는 부분에 대해서 그 원인을 자세하게 살펴보았다.

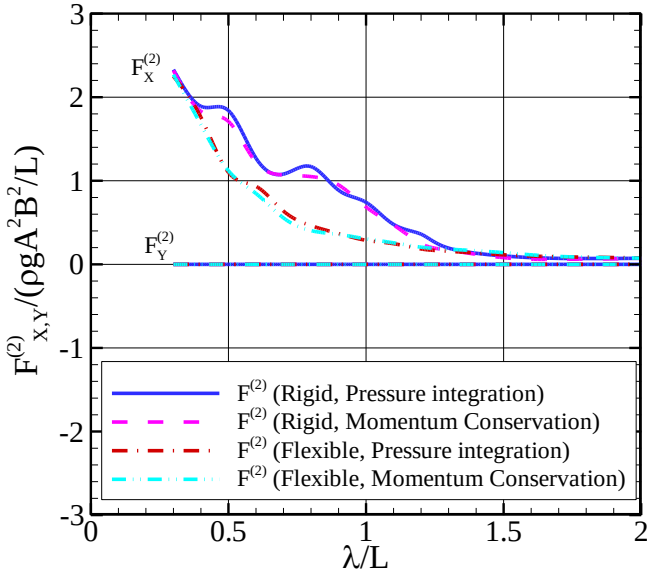


Fig. 3-36 Comparison of drift force between rigid and flexible bodies, rectangular barge model, *Fn*=0.0, β=180°

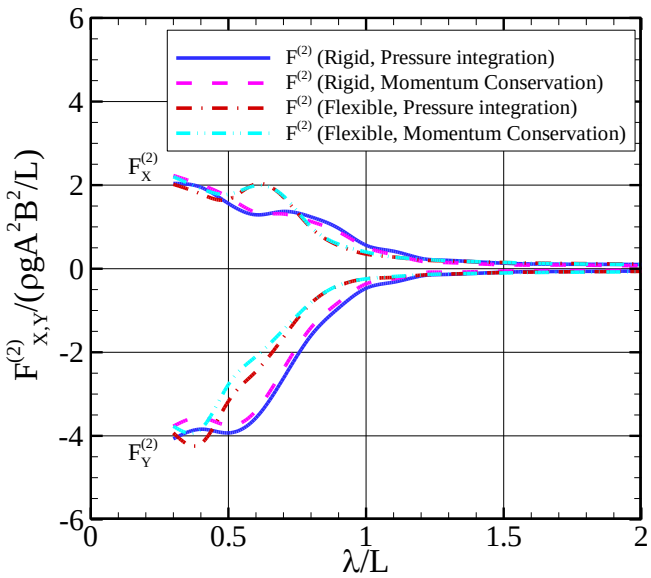


Fig. 3-37 Comparison of drift force between rigid and flexible bodies, rectangular barge model, *Fn*=0.0, β=150°

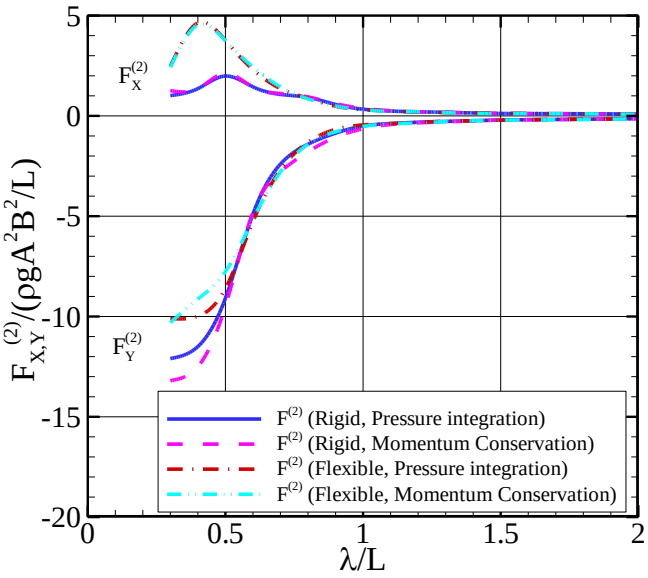


Fig. 3-38 Comparison of drift force between rigid and flexible bodies, rectangular barge model, *Fn*=0.0, β=120°

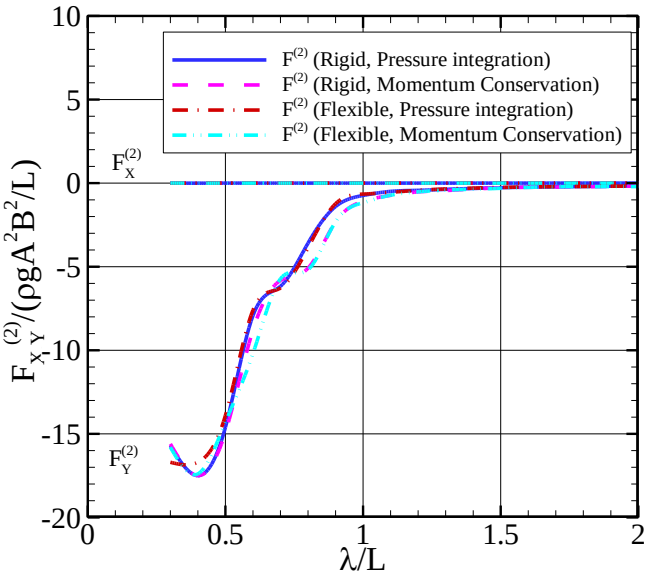
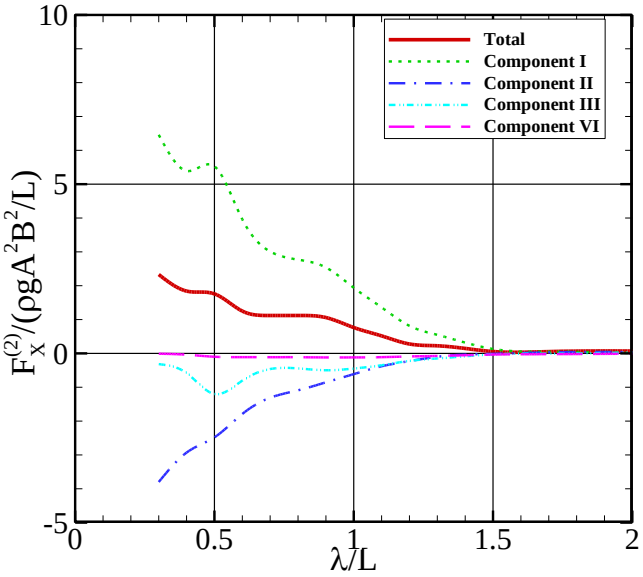


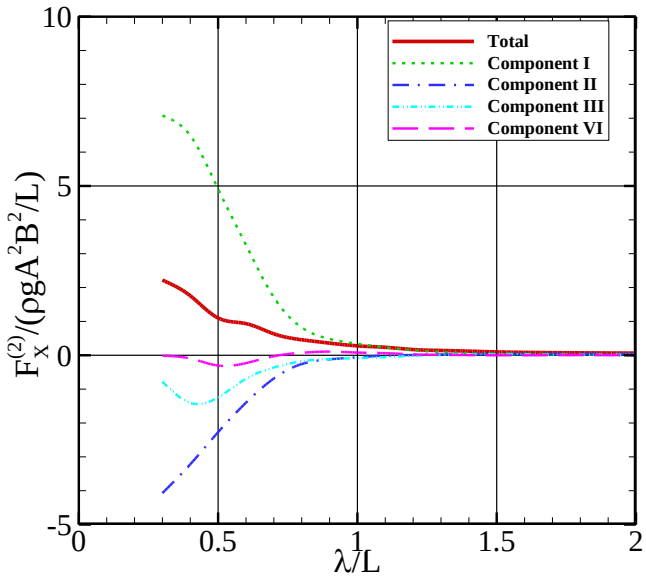
Fig. 3-39 Comparison of drift force between rigid and flexible bodies, rectangular barge model, *Fn*=0.0, β=90°

탄성체의 표류력 변화 원인에 대해서 첫 번째로 살펴본 조건은 선수파 조건이다. 선수파 조건에서 압력 적분법을 이용하여 각 성분별로 표류력을 구분해서 나타내고 바지선의 길이 방향으로 표류력의 분포를 살펴보았다. Fig. 3-40는 강체와 탄성체의 표류력을 성분 별로 나타낸 것이다. 선수파 조건에서 강체 표류력에 가장 큰 영향을 미치는 성분은 성분 I과 성분 II 였다. 성분 III는 단파장 영역에서만 작은 값을 보여주었고 성분 IV는 거의 영향을 미치지 않았다. 강체와 탄성체의 표류력 성분을 비교하면 성분 I이 λ/L=0.4 ~ 1.2영역에서 가장 많이 줄어들었다. 성분 I은 수선면에서 상대 파고와 관련된 성분이다. Fig. 3-41는 세 가지 파장에 대해서 바지선의 길이 방향으로 표류력의 분포를 나타낸 것이다. 두꺼운 선으로 나타낸 것이 강체의 표류력 분포이고 가는 선으로 나타낸 것이 탄성체의 표류력 분포이다. 단파장 (λ/L=0.3)에서는 선수부가 대부분의 표류력을 차지하였다. 바지선과 유사한 입사파의 파장 (λ/L=0.8)에 대해서 선수부가 차지하는 비중은 줄어 들었지만 여전히 큰 부분을 차지하였다. 장파장 (λ/L=1.5)에서는 선수부와 선미부가 유사한 크기의 표류력을 가지는 것을 확인 할 수 있었다. 사각 바지선에서 X 방향의 법선 벡터는 선수부와 선미부에만 존재하기 때문에 선수부와 선미부의 표류력이 전체 표류력의 대부분을 결정하는 것은 당연한 결과이다. 사각 바지선에서 선체의 선수와 선미를 제외한 부분에서 발생하는 표류력은 성분 IV에 의해서 발생하는 회전 운동과 관련된 성분이다. 강체와 탄성체의 표류력

분포를 살펴보면 λ/L=0.3영역에서 선수부의 탄성체 표류력이 강체보다 약간 더 큰 것을 확인할 수 있다. 그러나 선수부 바로 뒤에서 강체보다 더 큰 음의 표류력과 상쇄되어서 전체 표류력에서 강체와 탄성체의 큰 차이는 없었다. λ/L=0.8 조건에서는 탄성체의 선수부에서 표류력이 줄어들었고 선미에서는 절대값은 증가하였지만 음의 부호를 가지기 때문에 전체 표류력은 줄어드는 방향으로 변하였다. λ/L=1.5 조건에서는 전체 표류력은 탄성체와 강체에 큰 차이가 없었지만 선수부와 선미부의 표류력 절대값 크기는 줄어들었고 줄어든 방향이 서로 달라서 전체 값에 큰 영향을 미치지는 않았다. 이와 같이 부분적으로 표류력이 변하더라도 전체 표류력은 변하지 않을 수 있기 때문에 부분적으로 표류력의 변화를 살펴보는 것이 필요하다.



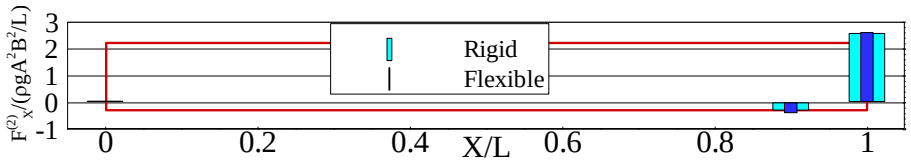
(a) Rigid body



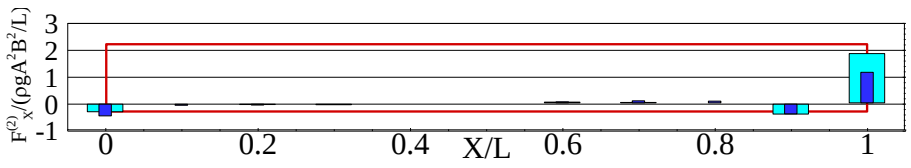
(b) Flexible body

Fig. 3-40 Component of drift force, rectangular barge model, *Fn*=0.0, β = 180°

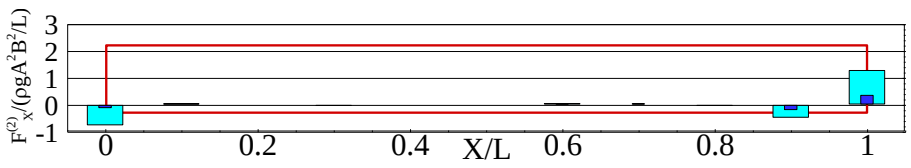
강체와 탄성체의 표류력에서 성분 I이 가장 큰 변화를 보여주었고, 사각 바지선의 표류력은 선수와 선미의 영향이 지배적이기 때문에 선수와 선미에서 상대 파고의 제곱을 Fig. 3-42에 나타내었다. 여기서 상대 파고는 $Z_r = \zeta_I + \zeta_d - \left(\xi_{Tol,1,z}\right)$ 을 의미하며 선체 중앙(y=0)에서의 값이다. 실선으로 나타낸 것이 강체의 상대 파고이고 점선으로 나타낸 것이 탄성체의 상대 파고다. 선수와 선미의 법선 벡터의 방향은 반대이기 때문에 선수와 선미 상대 파고 제곱의 차이가 성분 I과 직접적인 관련이 있다. Fig. 3-40에서 나타낸 성분 I의 경향과 동일한 경향이 선수와 선미의 상대 파고 제곱 차이에서 나타나는 것을 확인할 수 있다. 상대 파고가 줄어드는 원인을 파악하기 위해서 입사파의 파장이 바지선의 길이와 같은 영역에서 입사파의 형상, 강체 바지선의 형상, 탄성체 바지선의 형상을 4분의 1주기 간격으로 Fig. 3-43에 나타내었다. 실선은 강체 바지선의 형상을 나타내고 점선은 탄성체의 형상, 파선은 입사파의 형상이다. 입사파의 형상에 따라서 탄성체 바지선의 형상이 변하는 것을 확인할 수 있다. 이러한 형상의 변화로 입사파와 바지선의 상대 파고가 줄어들어 탄성체의 표류력이 감소한 것으로 보인다. 이러한 형상의 변화가 일어나는 영역은 바지선의 2절점 수직 고유진동수와 유사한 주파수가 아니라 입사파의 파장이 바지선의 길이와 유사한 영역이었다.



(a) λ/L=0.3



(b) λ/L=0.8



(c) λ/L=1.5

Fig. 3-41 Sectional drift force, rectangular barge model, *Fn*=0.0, β = 180°

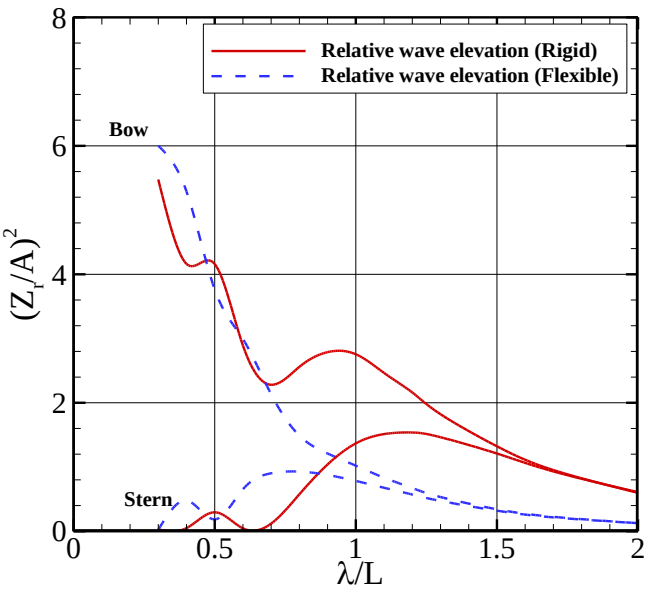


Fig. 3-42 Relative wave elevation at bow and stern, rectangular barge model, *Fn*=0.0, β = 180°

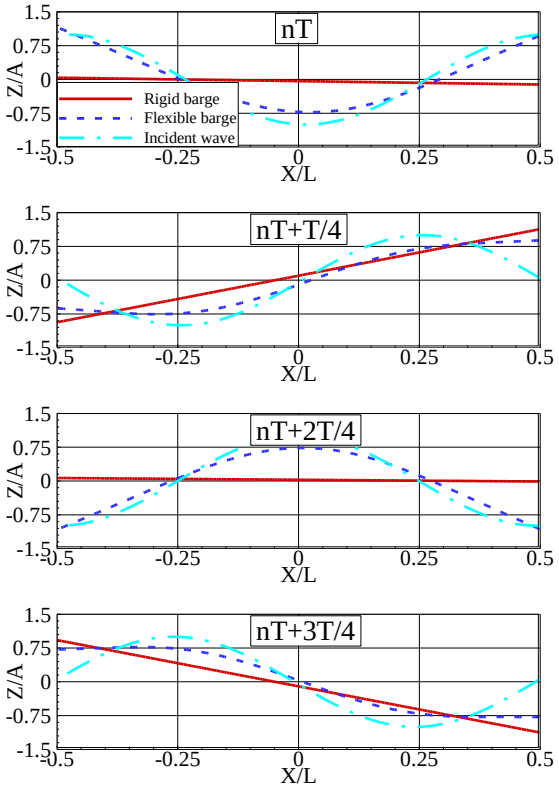
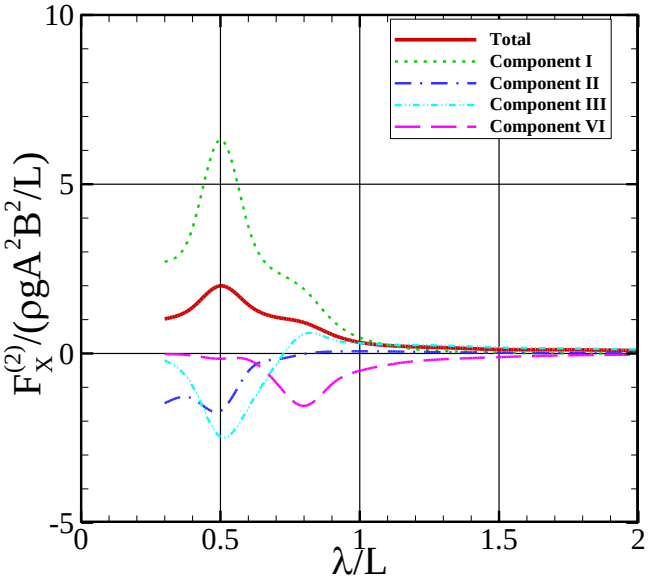


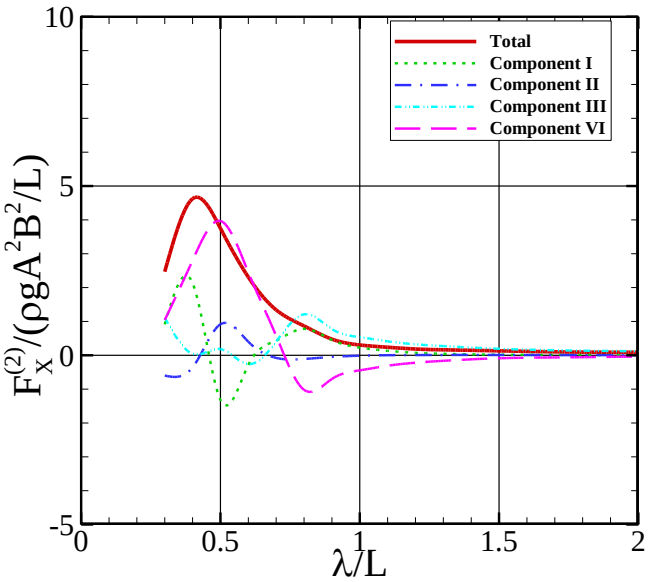
Fig. 3-43 Shape of barge, rectangular barge model, *Fn*=0.0, β = 180° , λ/L=1.0

다음으로 살펴본 조건은 입사각이 120° 조건에서 X 방향의 표류력이다. Fig. 3-44는 강체와 탄성체의 압력 적분법을 이용한 표류력 성분들을 나타낸 것이며 Fig. 3-45은 바지선의 길이 방향 표류력의 분포를 나타낸 것이다. 강체의 선수파 조건과 비교해서 강체의 120° 조건에서 성분 III과 성분 IV의 영향이 증가하였다. 강체는 λ/L=0.5 영역에서 성분 I과 성분 II가 큰 값을 보여주었고 성분 IV는 λ/L=0.8 조건에서 증가하였다. 탄성체에서는 성분 I이

λ/L=0.5 조건에서 크게 감소하여 부호가 양에서 음으로 변하였고 성분 IV는 크게 증가하여 양의 값이 되었다. 성분 I의 변화는 앞에서도 살펴보았듯이 선수부와 선미부의 상대파고로부터 설명할 수 있다. 선수부와 선미부의 상대 파고를 Fig. 3-46에 나타내었다. 실선으로 나타낸 것이 강체의 상대 파고 제곱항이고 점선으로 나타낸 것이 탄성체의 상대파고 제곱항이다. 운동응답을 나타낸 Fig. 3-21를 살펴보면 강체에서 선수와 선미부의 강체 운동은 거의 동일하다 그러나 Fig. 3-46에서 나타낸 상대파고의 제곱항을 살펴보면 선수부의 상대운동이 λ/L=0.5 부근에서 선미부의 상대 파고보다 아주 큰 것을 확인 할 수 있다. 이는 교란파 파고의 영향이다. 교란파의 크기를 비교하기 위해서 교란파의 등고선 (disturbed wave contour)을 4분의 1주기 간격으로 Fig. 3-47에 나타내었다. 교란파의 등고선을 살펴보면 강체의 선수부분에서 큰 교란 파고가 발생하는 것을 확인 할 수 있다 (Fig. 3-47 (a), (e)). 반면 선미부에서는 큰 교란파가 발생하지 않았다 (Fig. 3-47 (a), (e)). Fig. 3-21에서 탄성체의 운동을 살펴보면 선미부의 운동응답이 큰 것을 확인할 수 있다. 반면 교란파의 등고선을 살펴보면 탄성체의 선미부분에서 큰 교란 파고가 발생하는 것을 확인 할 수 있다 (Fig. 3-47 (b), (f)). 이러한 운동응답과 교란 파고의 합으로 인해서 탄성체의 상대 파고는 선수부와 선미부에서 복잡한 양상을 보였다. 탄성체의 성분 I이 음수로 변한 곳에서 선미부의 상대운동이 선수부의 상대 파고보다 큰 것을 확인 할 수 있다 (Fig. 3-46).



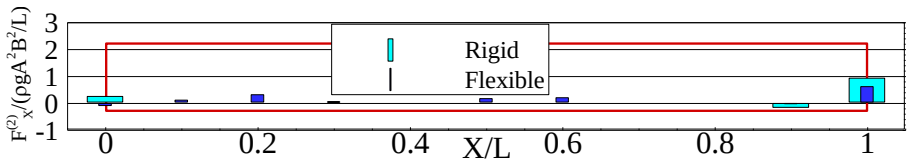
(a) Rigid body



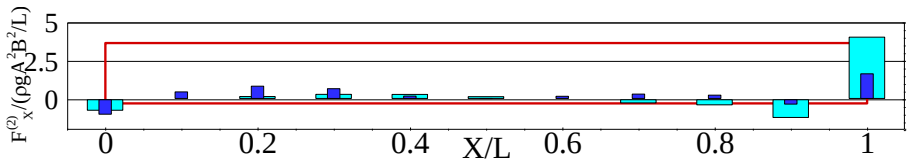
(b) Flexible body

Fig. 3-44 Component of drift force, rectangular barge model, *Fn*=0.0, β = 120°

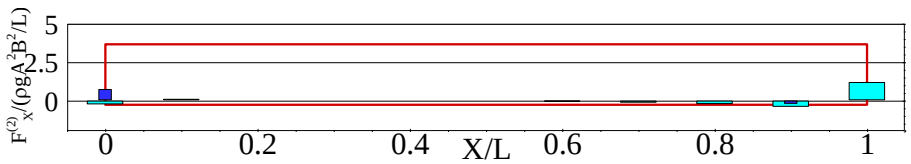
성분 IV는 선체의 회전운동으로 인한 법선 벡터의 변화와 관련된 항으로 Fig. 3-45 (b)의 λ/L=0.5 조건을 보면 X/L=0.1~0.9 부분에서 큰 표류력이 나타나는 것을 확인 할 수 있다. λ/L=0.5 조건은 Fig. 3-21과 Fig. 3-22에서 살펴보았듯이 2절점 수직 고유진동 및 2절점 수평 고유진동 부근이다. 두 고유진동으로 인해서 선체 부분 패널의 회전운동이 크기 때문에 성분 IV가 λ/L=0.5 조건에서 크게 증가한 것으로 보인다. 또한 Fig. 3-47 (d), (h)에서 타원형의 점선으로 나타낸 부분을 살펴보면 강체에서 나타나지 않는 교란파가 발생하는 것을 확인할 수 있다. 이 교란파는 수평방향의 운동으로 발생하는 것으로 보이며 성분 IV의 증가에 기여하는 것으로 생각된다.



(a) λ/L=0.3



(b) λ/L=0.5



(c) λ/L=1.0

Fig. 3-45 Sectional drift force, rectangular barge model, *Fn*=0.0, β = 120°

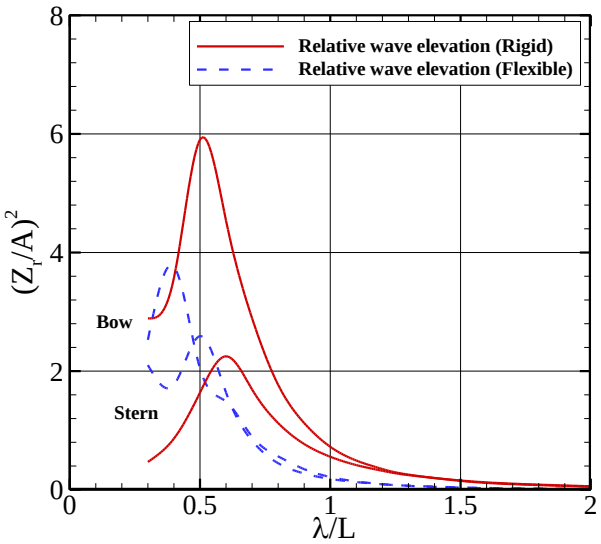
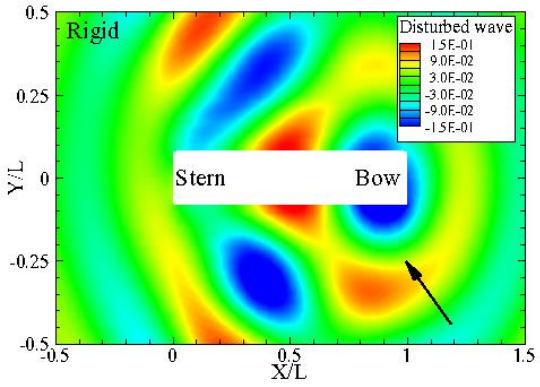
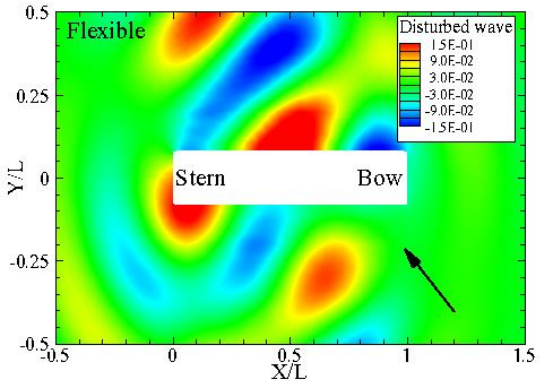


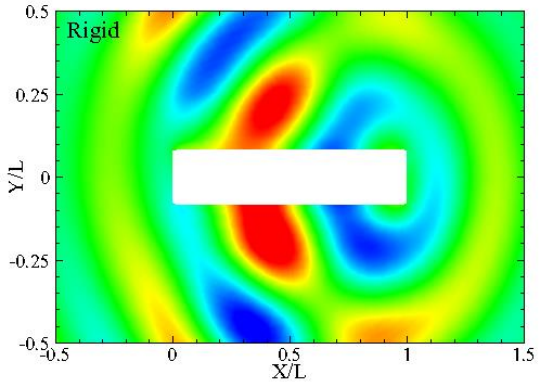
Fig. 3-46 Relative wave elevation at bow and stern, rectangular barge model, Fn=0.0, β = 120°



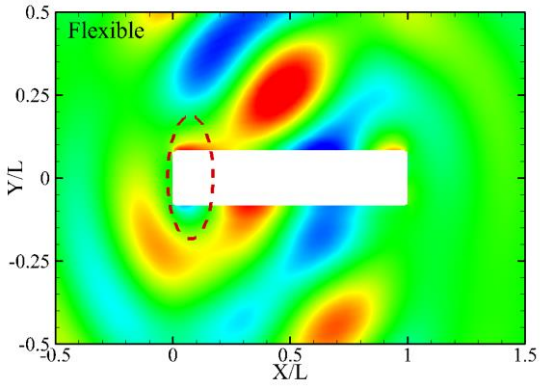
(a) Disturbed wave (nT), rigid body



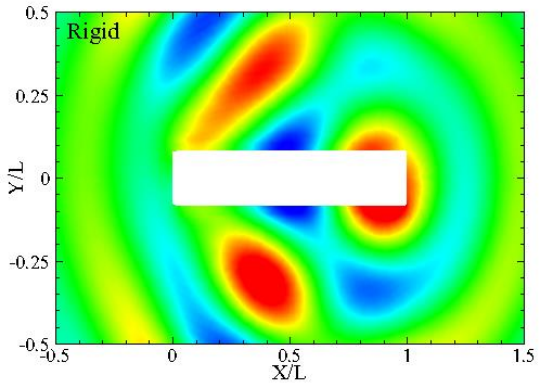
(b) Disturbed wave (nT), flexible body



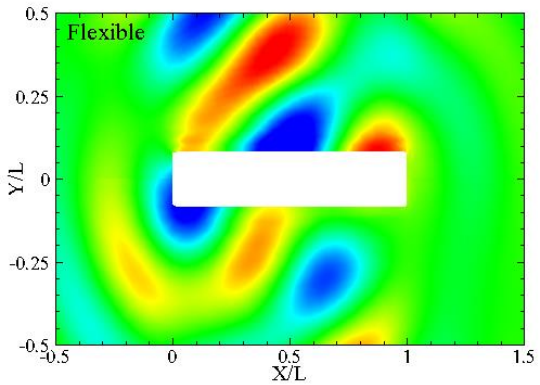
(c) Disturbed wave (nT+T/4), rigid body



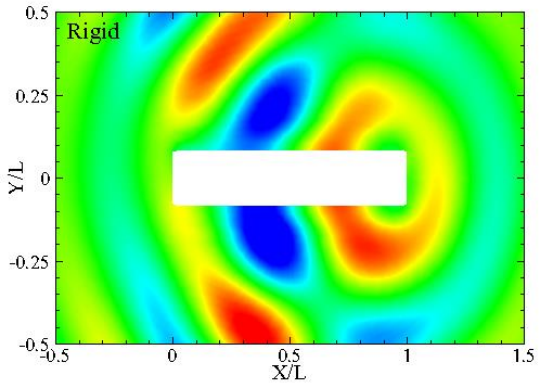
(d) Disturbed wave (nT+T/4), flexible body



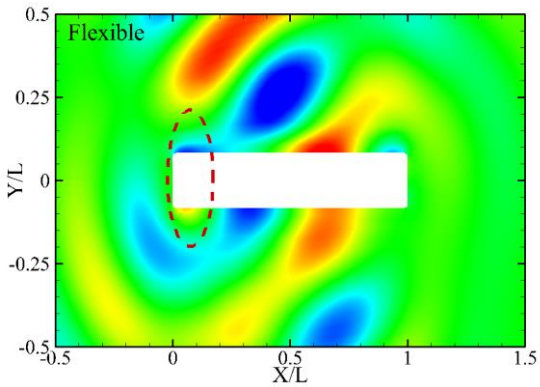
(e) Disturbed wave (nT+2T/4), rigid body



(f) Disturbed wave (nT+2T/4), flexible body



(g) Disturbed wave (nT+3T/4), rigid body



(h) Disturbed wave (nT+3T/4), flexible body

Fig. 3-47 Comparison of instantaneous wave contours between rigid and flexible bodies, rectangular barge model, β=120°, λ/L=0.5

3.4.2 유탄성을 고려한 부가저항 해석

유탄성을 고려한 부가저항의 해석에 사용된 모델은 blunt modified Wigley 모델이다. 구조모델은 본 연구에서 제시한 탄성체의 부가저항을 해석하기 위해서 만든 가상의 모델로 실제 선박과 비교해서 유연하게 만들었다. Fig. 3-48은 blunt modified Wigley의 구조 모델을 나타낸 것으로 구조 모델은 선체 (hull)와 등뼈 (back bone) 그리고 질량 (mass) 모델로 구성되어 있다. 선체의 강성은 아주 작은 값으로 설정하였고 대부분의 질량은 질량 모델이 집중 시켰다. 등뼈 모델은 beam 요소를 이용하여 나타내고 wet 모드에서 2절점 수직 모드의 고유진동수가 λ/L = 0.5 ~ 1.0에 위치하도록 강성을 조절하였다. 선체와 등뼈 및 질량 모델은 MPC (multiple point constraint)를 이용하여 연결하였다. 구조모델은 3,167개의 노드 (node)와 2,856개의 요소 (element)로 구성하였다. 구조모델의 해석은 상용 구조해석 프로그램인 MSC NASTRAN을 이용하여 모델의 모드에 따른 고유주파수를 해석하였다. Fig. 3-49은 9차 모드와 12차 모드에서 변형을 나타낸 것이다. 1에서 6차 모드는 강체의 6자유도 운동을 의미한다. 각각의 모드에 대한 고유 주파수를 Table 3.5에 나타내었다. 입수 상태 (wet)에서 고유주파수를 파악하기 위해서 hammering 테스트를 수행하였다. Hammering 테스트는 9차 모드인 2절점 수직 모드와 12차 모드인 3절점 수식 모드에서 수행하였으며 그 결과를 Fig. 3-50와 Fig. 3-51에 각각 나타내었다. 9차 모드의 wet 모드 고유진동수는 0.204 Hz 였으며 12차 모드의 wet 모드

고유진동수는 0.305 Hz 였다.

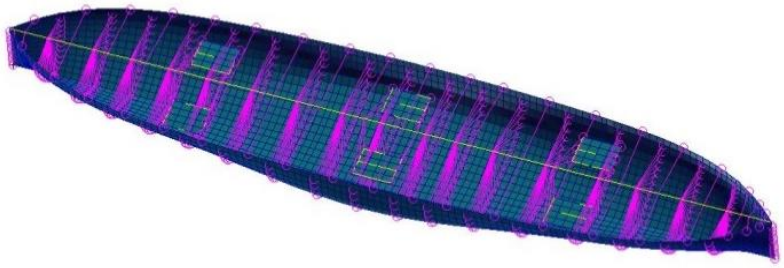
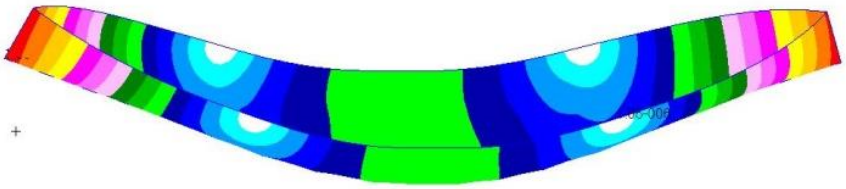
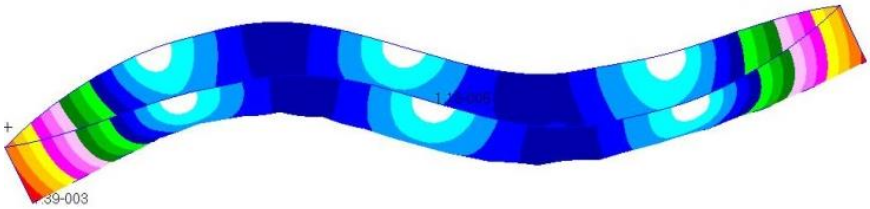


Fig. 3-48 FEM model for blunt modified Wigley model



Mode 9



Mode 12

Fig. 3-49 Natural mode shape of blunt modified Wigley model

Dry 모드의 고유진동수와 비교해서 9차 모드의 wet 모드 진동수는 증가하였으며 12차 모드의 wet 모드 진동수는 거의 변화가 없었다. 이는 유체로 인한 부가질량과 복원력의 영향으로

파악된다. 9차 모드에서는 부가질량으로 인한 질량의 증가보다 구조물의 변형으로 인한 복원력의 증가가 더 커서 고유진동수가 증가하였고, 12차 모드에서는 부가질량의 증가와 복원력의 증가가 유사하여 고유진동수의 변화가 없는 것으로 보인다.

Table 3.5 Natural frequencies of blunt modified Wigley model in dry mode (Hz)

Mode no.	**blunt modified Wigley**
7	0.102 (1-Tor.)
8	0.109 (2-H.B.)
9	0.116 (2-V.B.)
10	0.176 (2-Tor.)
11	0.281 (3-H.B.)
12	0.300 (3-V.B.)

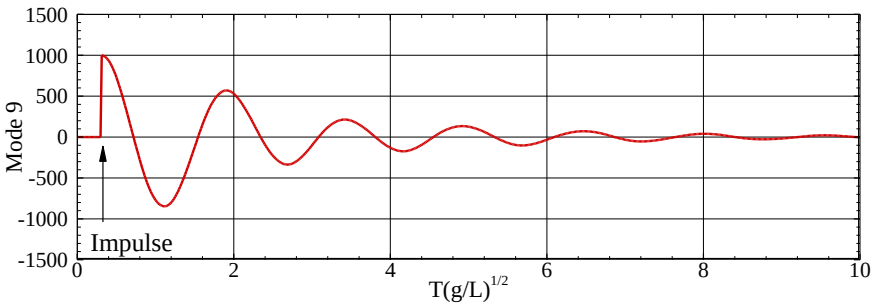


Fig. 3-50 Time history of mode motion during hammering test (mode 9)

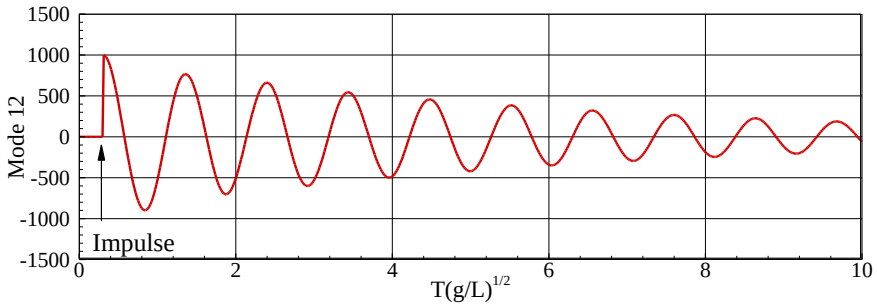


Fig. 3-51 Time history of mode motion during hammering test (mode 12)

탄성체와 강체의 부가저항 비교는 두 가지 속도에서 수행하였다. Fig. 3-52은 Fn = 0.1의 속도에서 부가저항을 비교한 것이다. 실선으로 나타낸 것이 압력 적분법을 이용한 강체의 부가저항, 파선으로 나타낸 것이 모멘텀 보존법을 이용한 강체의 부가저항으로 Fig. 3-32에서 보여준 그래프로 동일한 결과이다. 탄성체의 부가저항을 강체의 부가저항과 비교하기 위해서 강체의 부가저항을 나타내었다. 일점 쇄선으로 나타낸 것이 압력 적분법을 이용한 탄성체의 부가저항, 이점 쇄선으로 나타낸 것이 모멘텀 보존법을 이용한 탄성체의 부가저항을 나타낸다. 우선 탄성체에 대해서 압력 적분법과 모멘텀 보존법의 부가저항 결과가 유사한 것을 확인할 수 있다. 강체와 비교해서 두 방법의 결과가 정확히 일치하지는 않지만 부가저항의 증가와 감소하는 영역이 일치하고 전체적인 경향은 두 방법이 일치하였다. 탄성체의 부가저항에 대한 실험 결과가 있으면 실험 결과와 비교하는 것이 가장 쉽고 좋은 방법이지만 실험 결과가 없기 때문에 위에서 언급한 것과 같이 간접적인 방법을 이용해서 탄성체로 확장한 압력 적분법의 검증을 수행하였다.

탄성체와 강체의 부가저항을 비교하면 탄성체의 부가저항이 크게 변한 것을 확인 할 수 있다. 탄성체의 고유진동의 영향을 파악하기 위해서 탄성체의 9차, 12차 고유진동수에 해당하는 입사파의 파장을 Fig. 3-52에 나타내었다. 여기서 속도에 의한 입사파 진동수의 변화를 고려하였다. 9차 모드와 12차 모드의 고유진동수 부근에서 탄성체의 부가저항이 강체의 부가저항 보다 증가하는 것을 확인할 수 있다. 선박의 길이와 입사파의 파장이 유사한 영역에서는 탄성체의 부가저항이 강체와 비교해서 크게 줄어 들었다. 탄성체에서 부가저항의 증가 또는 감소의 원인에 대해서는 *Fn*=0.2의 속도에서 부가저항의 변화를 살펴보고 논의하겠다.

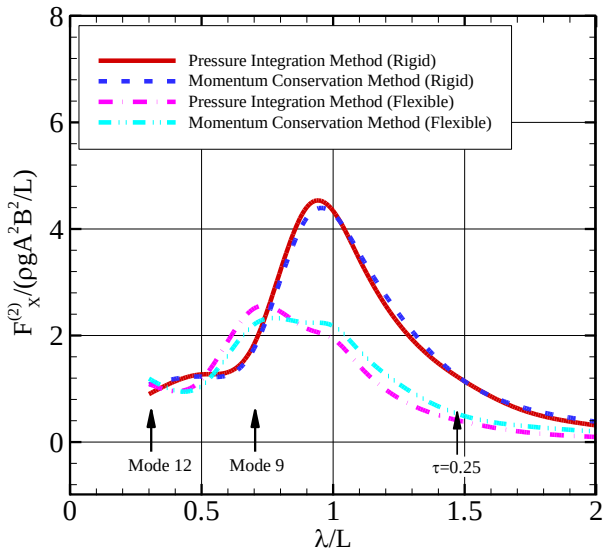


Fig. 3-52 Comparison of added resistance between rigid and flexible bodies: blunt modified Wigley model, *Fn*=0.1, β=180°

Fig. 3-54은 Fn=0.2의 속도에서 탄성체와 강체의 부가저항을 비교한 것이다. 각각의 계산 결과에 대한 표기는 *Fn*=0.1의 결과에서 설명하였던 것과 동일하며 9차 모드와 12차 모드의 고유진동수는 속도가 빨라지면서 조우주파수 변화로 인해서 장파 영역으로 이동하였다. *Fn*=0.1에서 보여준 결과와 동일하게 압력 적분법과 모멘텀 보존법의 결과는 유사하였다. 강체와 탄성체의 부가저항을 살펴보면 9차 모드와 12차 모드 부근에서는 부가저항이 증가하였고 선박의 길이와 입사파의 파장이 유사한 영역에서는 부가저항이 감소하였다. 이러한 경향은 *Fn*=0.1에서와 동일 하였다. 부가저항이 가장 큰 차이를 보여준 λ/L = 1.2 조건에서 압력 적분법을 이용한 강체와 탄성체의 부가저항 시계열을 Fig. 3-55에 나타내었다. 강체와 탄성체의 부가저항 시계열은 위상이 거의 동일하였고 진폭은 강체가 더 크고 평균값은 강체의 평균값이 탄성체의 평균값보다 더 컸다.

2절점 수직 모드의 고유진동수 부근에서 부가저항이 증가하고 선박의 길이와 입사파의 파장이 유사한 영역에서 부가저항이 감소하는 경향을 확인하기 위해서 선박의 강성을 변화시키면서 부가저항의 변화를 살펴보았다. 선박의 강성은 Table 3.5에 나타낸 강성을 기준(K_{base})으로 2배, 4배로 정하였으며 각각의 고유진동수를 Table 3.6에 정리하였다. 선박의 강성이 2배, 4배가 되면 dry 모드의 고유진동수는 $\sqrt{2}$ 배, 2배가 되었으며 wet 모드에서 진동수는 유체의 복원력 영향으로 dry 모드의 진동수보다 작은 폭으로 증가하였다.

Fig. 3-53는 강성의 변화에 따른 부가저항의 변화를 나타낸 것이다. 검은 점선으로 나타낸 것이 강체의 부가저항을 나타낸 것이고, 붉은 실선으로 나타낸 것이 앞에서 다루었던 기준이 되는 선박의 부가저항이다. 일점 쇄선으로 나타낸 것이 강성을 2배 증가시킨 경우의 부가저항이며 이점 쇄선으로 나타낸 것이 강성을 4배로 증가시킨 결과이다. 부가저항의 결과를 살펴보면 2-V.B.에 해당되는 9차모드 고유진동수 부근에서 부가저항이 증가하고 선박의 길이와 유사한 λ/L=1.1 부근에서 부가저항이 감소하는 것을 확인할 수 있다.

Table 3.6 Natural frequencies of blunt modified Wigley model (Hz)

Mode no.		**Dry mode**	**Wet mode**
9 (2-V.B.)	K_{base}	0.116	0.205
	$2K_{base}$	0.163	0.226
	$4K_{base}$	0.228	0.253

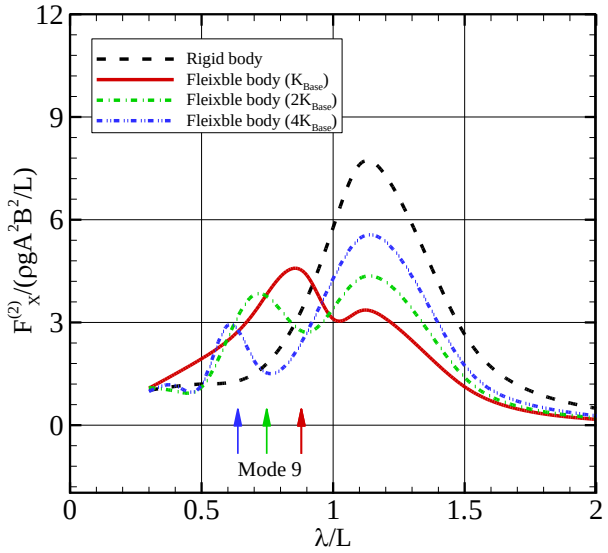


Fig. 3-53 Comparison of added resistance between different flexibility bodies: blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β=180°

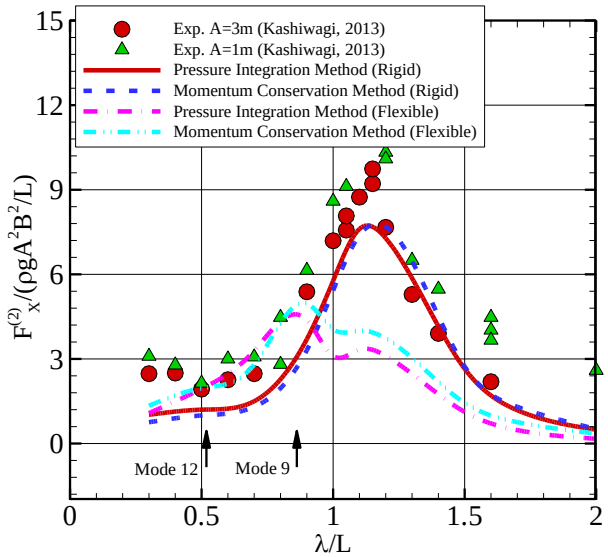


Fig. 3-54 Comparison of added resistance between rigid and flexible bodies: blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β=180°

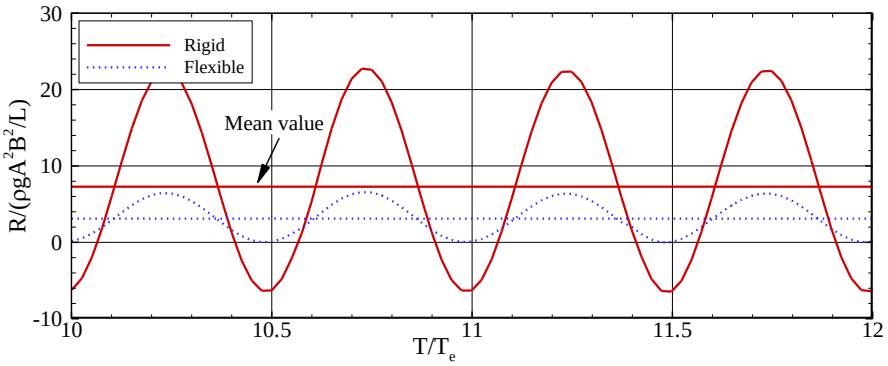


Fig. 3-55 Added Resistance, blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β=180°, λ/L=1.2

강체의 압력 적분법을 탄성체로 확장할 때 위치 벡터와 법선 벡터를 탄성체로 확장하였다. 위치 벡터와 법선 벡터의 영향을 파악하기 위해서 강체의 압력 적분법을 이용하여 탄성체의 부가저항을 해석한 결과를 Fig. 3-56에 나타내었다. Fig. 3-56에서 실선은 탄성체의 모멘텀 보존법 결과를 나타낸 것으로 확장된 압력 적분법의 목표값이다. 파선은 위치 벡터와 법선 벡터를 모두 탄성체로 확장한 결과이며, 이점 쇄선은 위치 벡터만 탄성체로 확장하고 법선 벡터는 강체의 값을 이용한 결과이다. 일점 쇄선은 법선 벡터만 탄성체로 확장하고 위치 벡터는 강체의 값을 이용한 경우이며 긴 파선은 강체의 부가저항 식을 이용하여 탄성체의 부가저항을 해석한 결과이다. 해석 결과를 비교하면 위치 벡터만 탄성체로 확장한 경우에는 아주 큰 부가저항이 계산되었으며, 법선 벡터만 탄성체로 확장한 경우에는 음의 부가저항이 계산되었다.

강체의 부가저항 식을 이용한 경우에는 가장 큰 부가저항이 나타나는 위치가 다르고 부가저항의 경향이 모멘텀 보존법과 달랐다. 이로부터 강체의 부가저항을 탄성체로 확장할 때 위치 벡터와 법선 벡터의 확장이 모두 중요한 것을 확인할 수 있었다.

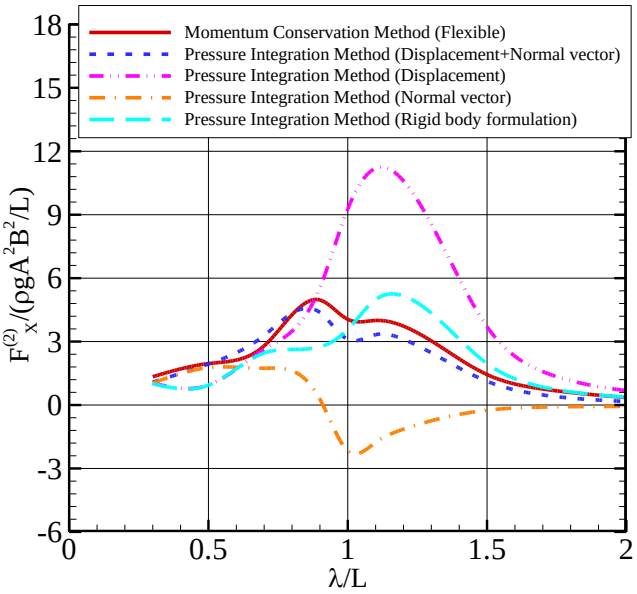
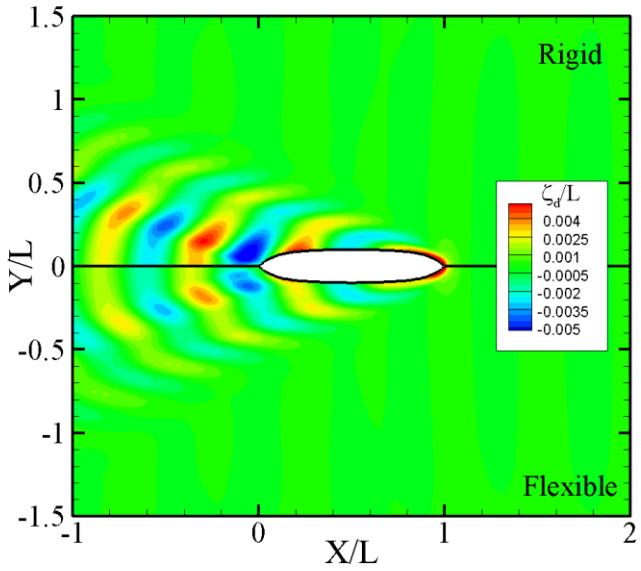


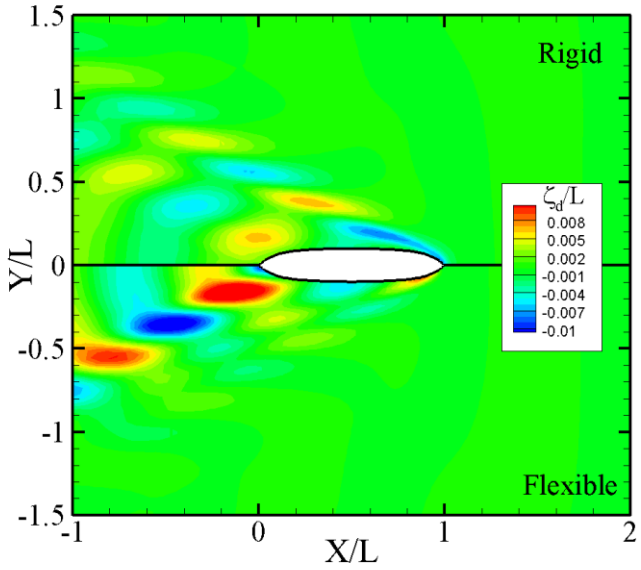
Fig. 3-56 Comparison of added resistance according to formulations, blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β=180°

모멘텀 보존법은 부가저항의 증가 또는 감소의 원인에 대해서 제한적인 정보를 제공한다. 검사표면에서 속도와 압력으로부터 부가저항의 증가 또는 감소를 유추할 수 밖에 없다. Fig. 3-57는 λ/L = 0.5, 0.9, 1.2에 대해서 교란파의 등고선을 나타낸 것이다. 선수파에서는 좌우 대칭형태의 파가 생성되기 때문에 위쪽은 강체,

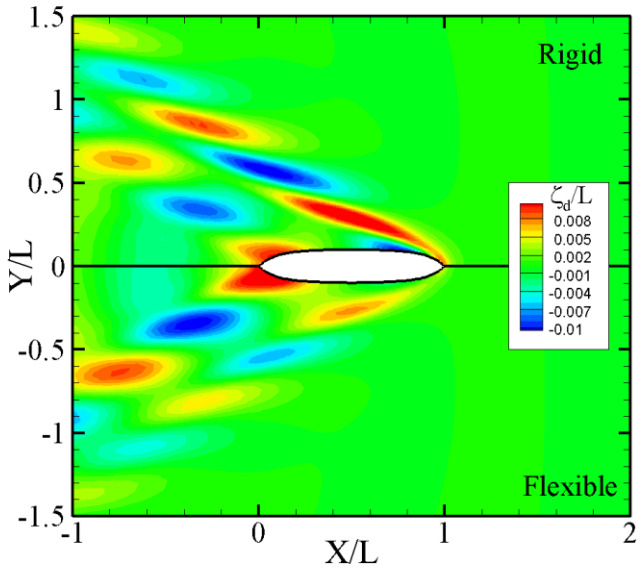
아래쪽은 탄성체를 나타낸다. 12차 모드의 고유진동수 부근인 λ/L=0.5에서는 강체에서 교란파가 더 크게 발생했으며 9차 모드의 고유진동수 부근인 λ/L=0.9에서는 선미에서 탄성체의 교란파가 크게 발생하였다. 그리고 λ/L=1.2에서는 선수에서 발생하는 교란파는 강체가 크고 선미에서 발생하는 교란파는 탄성체에서 더 크게 발생하였다. 이러한 교란파의 변화만으로는 부가저항의 변화 이유에 대해서 설명하기가 쉽지 않다.



(a) λ/L=0.5



(b) λ/L=0.9



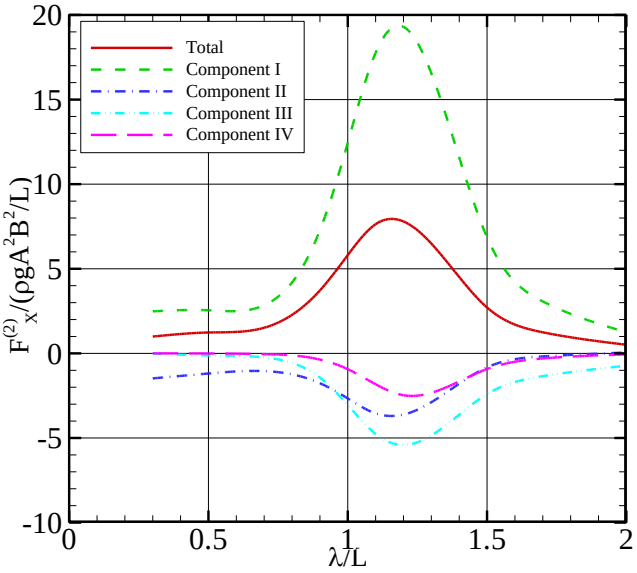
(a) λ/L=1.2

Fig. 3-57 Comparison of instantaneous wave contours between rigid and flexible bodies, blunt modified Wigley model, Fn=0.2, β=180°

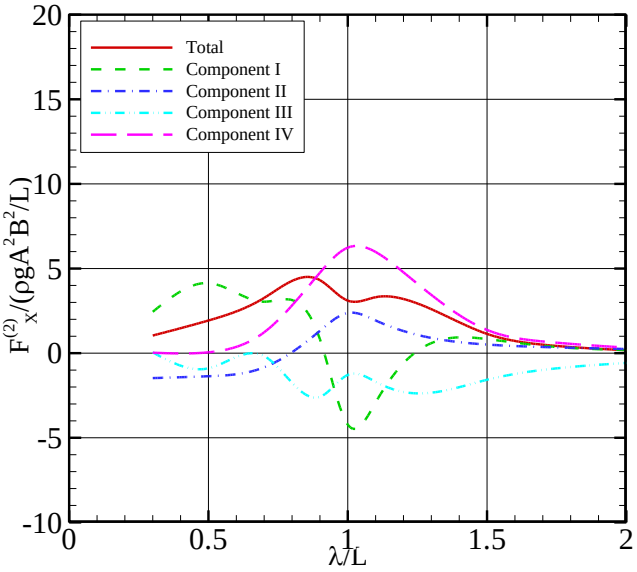
압력 적분법은 각 성분 별로 부가저항을 구분해서 해석할 수 있고 선체에 분포된 부가저항을 대략적으로 파악할 수 있다. Fig. 3-58는 강체와 탄성체의 부가저항 성분을 나타낸 것이다. 성분 I은 수선면을 따른 상대 파고에 의한 성분, 성분 II는 속도의 제곱에 의한 성분, 성분 III는 선박의 운동과 압력의 미분 값의 곱에 의한 성분, 성분 IV는 선박의 회전 운동에 의한 성분이다. 강체에서는 성분 I이 아주 크고 양의 값을 가진다. 반면 성분 II, III, IV는 음의 값을 가지며 성분 I과 비교해서 작은 값을 보여주었다. 탄성체에서는 성분 I이 큰 폭으로 감소하였고 성분 II와 IV는 λ/L=1.0 부근에서 부호가 음에서 양으로 변하였다. 성분 III은 부호가 변하지는 않았지만 큰 폭으로 변화하였다.

Fig. 3-59 ~ Fig. 3-61는 총 3가지 파장에 대해서 선박을 길이 방향으로 11개의 구간으로 나누고 각각의 구간에서 부가저항의 크기를 성분 별로 나타낸 것이다. 따라서 11개 구간의 부가저항을 모두 더하면 전체 부가저항 또는 각각의 성분 합이 된다. 첫 번째로 살펴본 조건은 12차 모드의 고유진동수와 유사한 λ/L=0.5 조건이다. 전체 부가저항의 길이방향 분포를 보면 선미부분에서 부가저항이 증가하여 전체 부가저항이 증가한 것으로 보인다. 그러나 각각의 성분 별로 살펴보면 각 성분 별로 증가 또는 감소가 서로 상쇄되어서 선미부분에서만 증가한 것으로 보이는 것을 확인할 수 있다. 성분 I는 선수부에서 강체보다 탄성체에서 증가하였고 선미부에서 강체와 큰 차이가 없었다. 선수부에서 강체보다 탄성체에서 성분

I이 증가한 이유를 파악하기 위해서 Fig. 3-62는 선수부와 선미부의 수직방향 운동응답을 나타낸 것이다. λ/L=0.5 조건은 단파장 영역으로 강체의 운동은 거의 없는 반면 탄성체에서는 12차 모드의 고유진동으로 비교적 큰 운동응답이 선수부와 선미부에서 발생하는 것을 알 수 있다. 이로부터 탄성체의 선수부에서 성분 I이 커지는 것은 설명할 수 있지만 선미부에서 성분 I이 탄성체와 강체에서 큰 차이가 없는 것은 설명하기 힘들다. 이 부분을 설명하기 위해서는 입사파와 선수부 선미부의 위상관계를 파악하여야 한다. Fig. 3-63는 입사파, 강체, 탄성체의 형상을 나타낸 것이다. 강체의 운동은 거의 없으며 탄성체는 수직 3절점 운동을 하는 것을 확인할 수 있다. 선수부에서 입사파와 탄성체의 상대 파고가 강체보다 큰 것을 확인할 수 있다. 반면 선미부에서는 탄성체의 운동으로 수직운동의 크기는 크지만 입사파와 위상의 차이로 인해서 상대 파고의 크기는 강체와 탄성체의 크기가 유사한 것을 확인할 수 있다. 성분 II는 선수부에서 탄성체가 강체보다 조금 큰 값을 보여주었다. 성분 III은 강체에서는 거의 나타나지 않았으며 탄성체에서 선수부와 선미부에서 각각 음의 값과 양의 값을 보여주었다. 성분 III은 선박의 운동과 압력의 미분 값의 곱으로 탄성체의 운동으로 인해서 선수부와 선미부에서 나타난 것으로 보인다. 성분 IV는 λ/L=0.5 조건에서 강체와 탄성체에 대해서 거의 나타나지 않았다.



(a) Rigid body



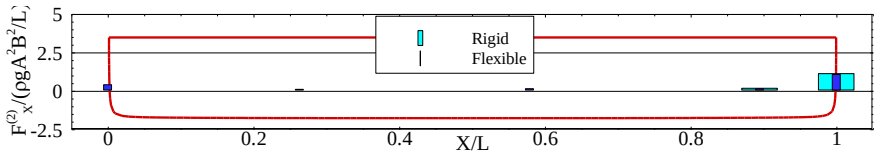
(b) Flexible body

Fig. 3-58 Component of added resistance blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β=180°

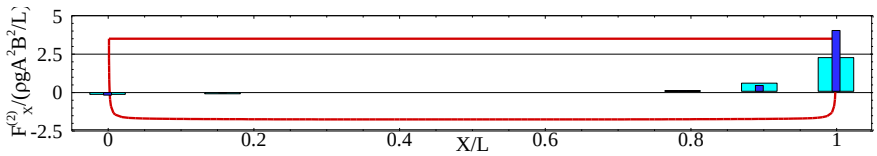
Fig. 3-60은 9차 모드의 고유진동수와 유사한 λ/L=0.9 조건에서 부가저항의 길이방향 분포를 나타낸 것이다. 전체 부가저항의 분포를 살펴보면 강체는 선수부가 전체 부가저항의 대부분을 차지하며 탄성체는 선수부 및 선미부가 아니라 선체의 중앙부분에서 큰 부분을 차지하였다. 강체의 성분 I은 선수부에서만 나타났다. 반면 탄성체에서 성분 I은 선수부와 선미부에서 크게 나타났다. 탄성체에서 선수부와 선미부의 부호가 서로 다르기 때문에 선수부와 선미부에서 나타난 큰 부가저항은 서로 상쇄되어 전체 부가저항에는 큰 영향을 미치지 않았다. Fig. 3-64를 보면 강체는 선수부에서 상대 파고가 크지만 선미부에서는 상대 파고가 아주 작은 것을 확인할 수 있다. 탄성체에 대해서도 살펴보면 선수보다 선미부에서 상대 파고가 더 큰 것을 확인할 수 있다. 이러한 상대 파고의 경향은 성분 I의 분포와 일치한다. 성분 II는 속도의 제곱과 관련된 항으로 강체에서는 선수부분에서만 값을 가졌고 탄성체에서는 선미부에서 큰 값을 가졌다. 성분 III은 강체와 탄성체에 대해서 선수부에서만 값을 가졌다. 성분 IV는 강체에서는 거의 값이 없었고 탄성체에서는 전체 부가저항에서 큰 부분을 차지하였다. 성분 IV는 회전에 의한 법선 벡터의 변화와 관련된 성분이다. Fig. 3-64에서 탄성체의 형상을 살펴보면 9차 모드의 고유진동으로 선박의 형상이 변하며 이로 인해서 법선 벡터의 변화를 예상할 수 있다.

Fig. 3-61는 부가저항이 가장 크게 감소한 λ/L=1.2 조건에서

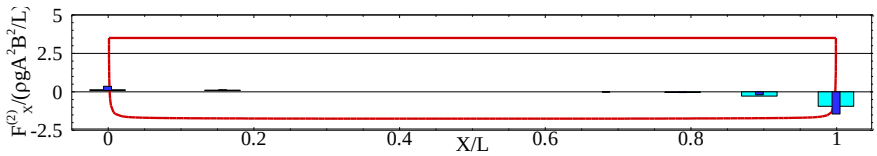
부가저항의 길이방향 분포를 나타낸 것이다. 강체는 선수부가 부가저항의 큰 부분을 차지하였지만 탄성체는 한 부분의 부가저항이 크지 않고 전 영역에서 고르게 분포되어 있었다. 성분별로 살펴보면 성분 I은 강체와 비교해 탄성체에서 크게 감소하여 음의 값을 보여주었다. 이는 Fig. 3-65에 나타낸 것과 같이 입사파의 형상에 따라서 선박의 형상이 변하면서 상대 파고가 감소하여 성분 I이 작아진 것으로 파악된다. 성분 II는 탄성체에서 강체와 비교해서 선수부는 줄어들었고 선미부는 증가하였다. 성분 III는 강체 선수부 부분에서 부가저항이 나타났지만 탄성체에서는 거의 나타나지 않았다. 성분 IV는 강체에서 선수부분에서 음의 부가저항이 나타났고 탄성체에서는 작은 값이 전 영역에 고르게 분포되어 있었다. Y 축의 범위를 크게 나타내어서 성분 IV의 값은 작아 보이지만 전 영역의 값을 합치면 Fig. 3-58에서 나타낸 것과 같이 탄성체의 부가저항 성분 중에서는 가장 큰 성분이다.



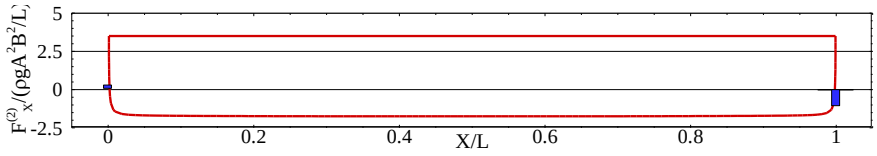
(a) Total



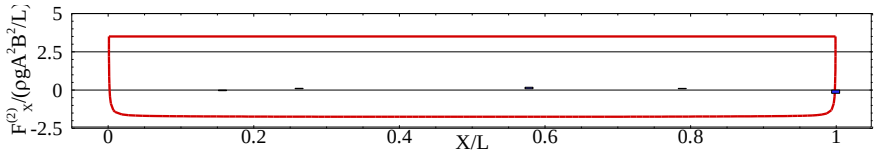
(a) Component I



(b) Component II

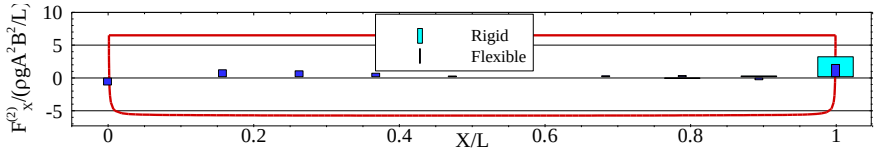


(c) Component III

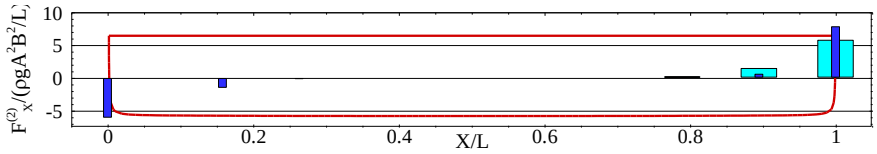


(d) Component IV

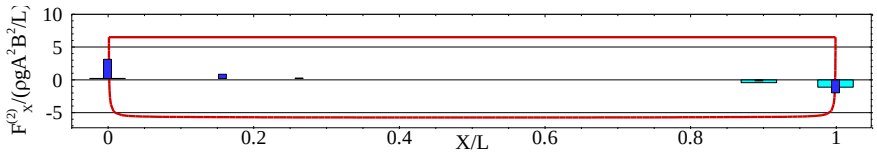
Fig. 3-59 Sectional added resistance, blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β = 180°, λ/L =0.5



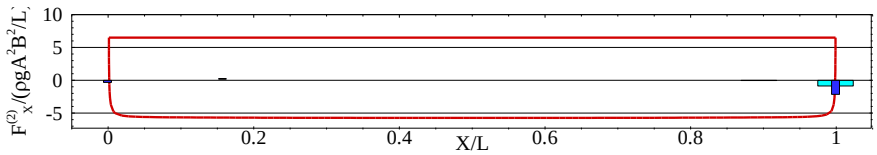
(a) Total



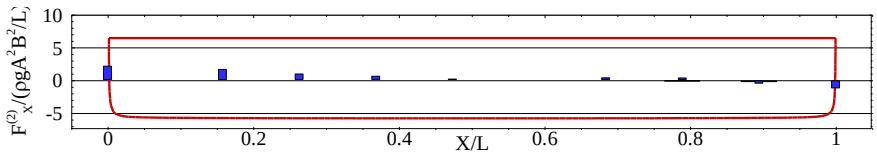
(b) Component I



(c) Component II

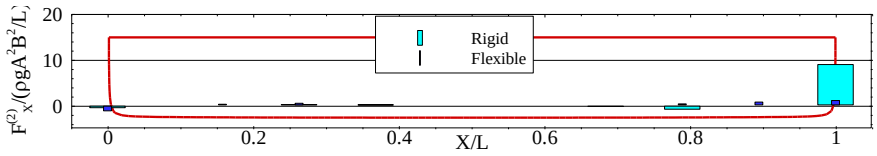


(d) Component III

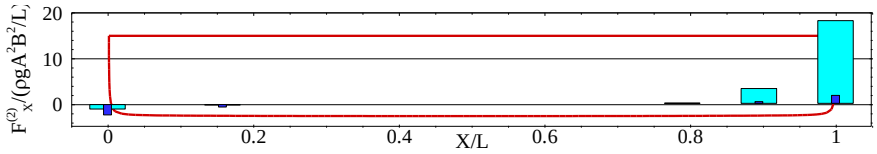


(e) Component IV

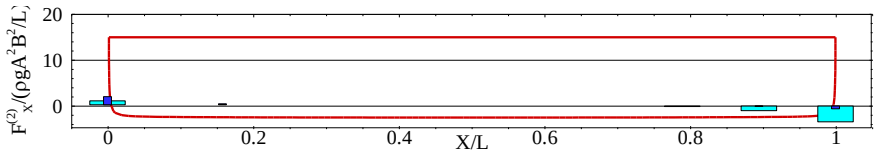
Fig. 3-60 Sectional added resistance, blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β = 180°, λ/L=0.9



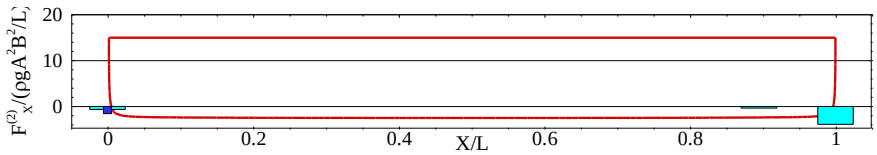
(a) Total



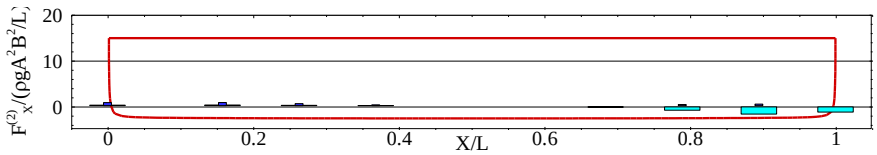
(b) Component I



(c) Component II

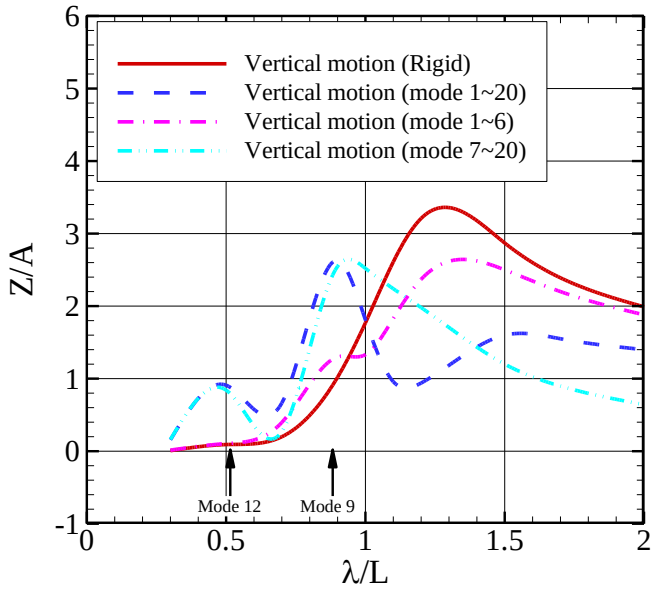


(d) Component III

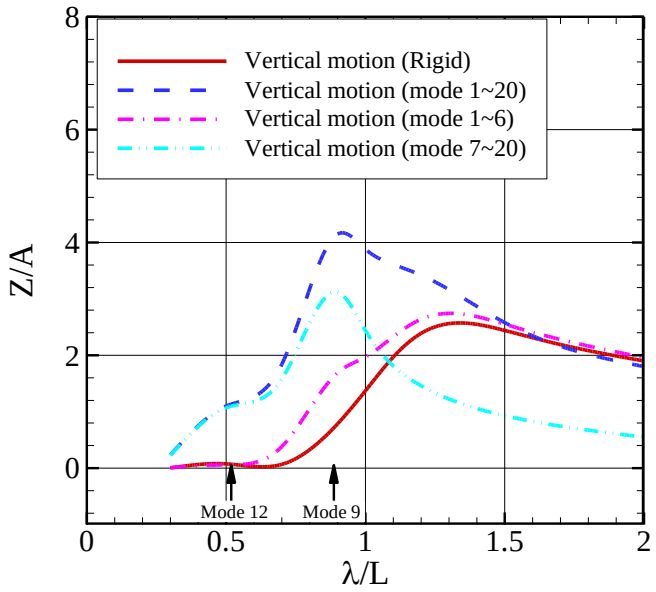


(e) Component IV

Fig. 3-61 Sectional added resistance, blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β = 180°, λ/L=1.2



(a) At bow



(b) At stern

Fig. 3-62 Vertical motions of flexible body, blunt modified Wigley model, Fn=0.2, β=180°

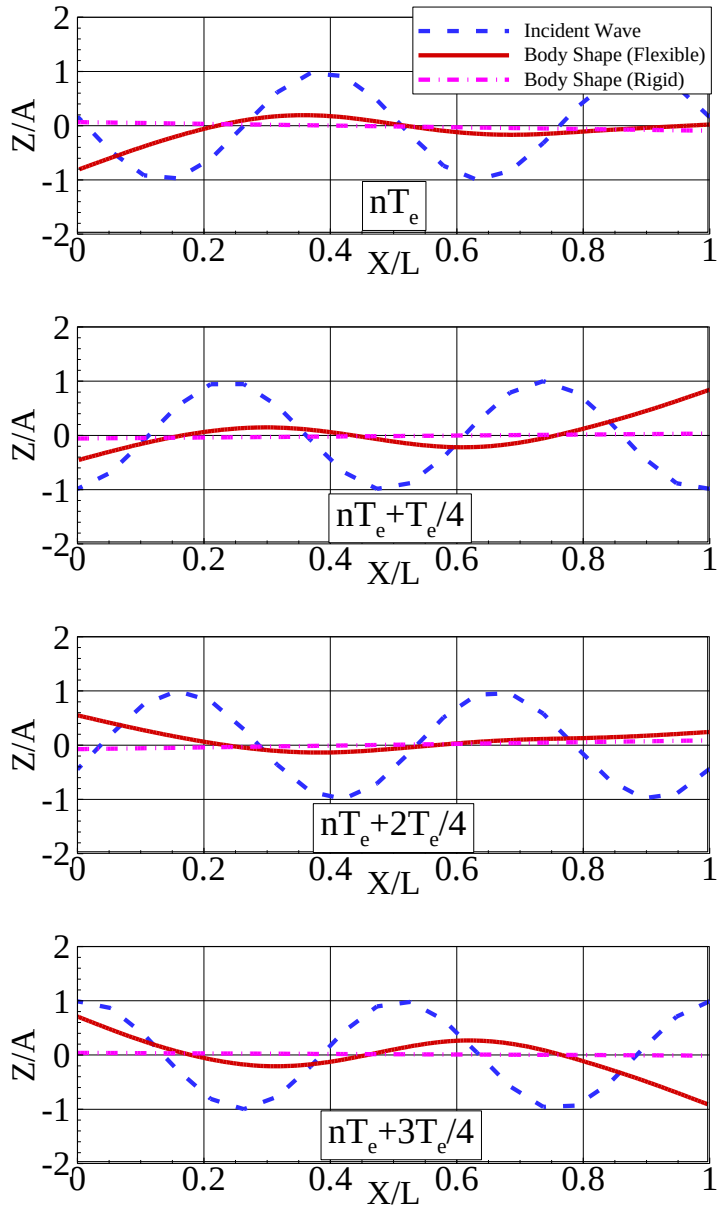


Fig. 3-63 Shape of body, blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β = 180°,

λ/L=0.5

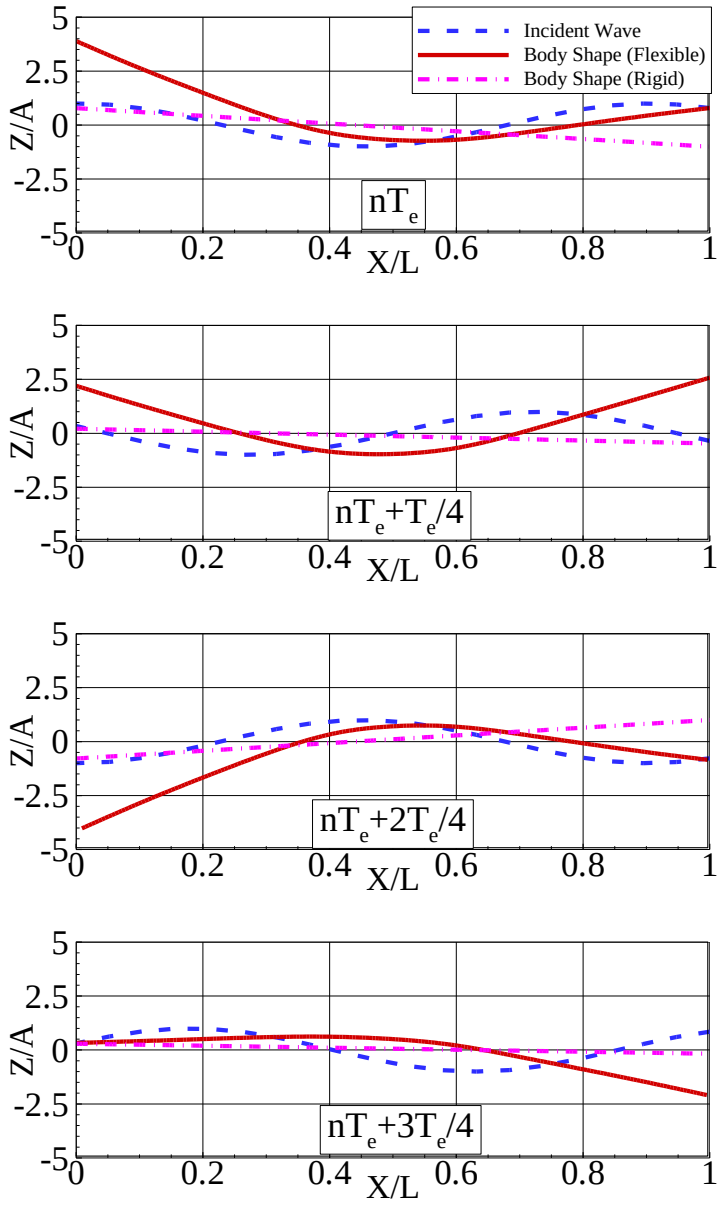


Fig. 3-64 Shape of body, blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β = 180°,

λ/L=0.9

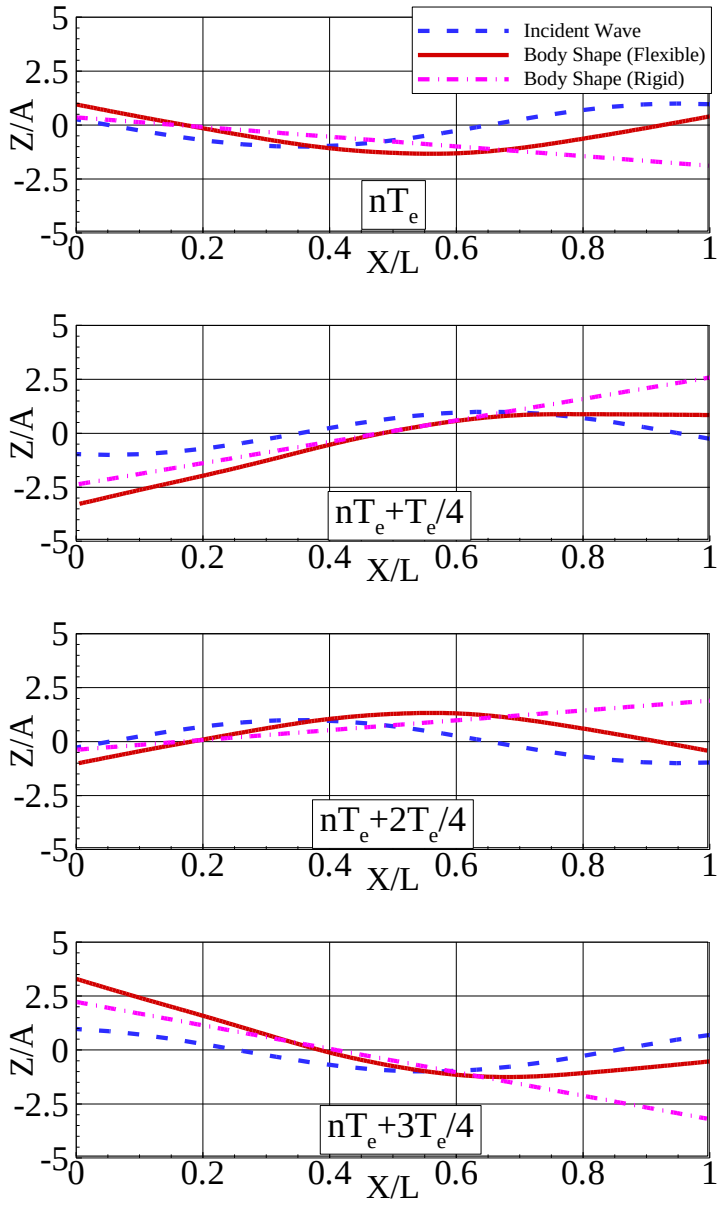


Fig. 3-65 Shape of body, blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β = 180°,

λ/L=1.2

지금까지 보여주었던 결과들은 선형 이론에 기반한 결과들이다. ‘2.1.2 유체 영역’에서 설명하였듯이 약한 비선형 방법을 이용하여 탄성체의 2차 스프링잉을 해석할 수 있다. 2차 스프링잉이 발생하는 조건에서 스프링잉이 부가저항에 미치는 영향을 파악하였다. 2차 스프링잉은 2절점 수직 고유진동수가 입사파의 조우 주파수의 2배인 경우에 발생한다. 2차 스프링잉이 발생하는 조건에서 선수부의 수직 운동응답을 Fig. 3-66에 나타내었다. 실선으로 나타낸 것이 선형해석의 결과이며 점선으로 나타낸 것이 약한 비선형 방법을 적용하여 2차 스프링잉이 발생한 경우의 결과이다. 두 해석결과를 비교하면 파정과 파저에서 차이가 나는 것을 확인할 수 있다. 그러나 2차 스프링잉의 발생으로 조우 주파수의 2배에 해당하는 성분을 정확하게 파악하기는 힘들다. 이를 확인하기 위해서 일점 쇄선으로 선형해석의 결과와 약한 비선형 해석결과의 차이를 나타내었다. 선형해석 결과와 약한 비선형 결과의 차이에서는 명확하게 조우주파수의 2배 성분을 확인 할 수 있다. Fig. 3-67는 선형해석과 약한 비선형 해석의 2차 힘 시계열을 나타낸 것이다. 부가저항을 계산할 때 강체는 약한 비선형으로 확장하는 방법이 Park, et al., (2014)에 제시되어 있지만 탄성체에 대해서는 확장되지 않았기 때문에, 본 연구에서는 선형해석 방법을 이용하여 부가저항을 해석하였다. 즉, 약한 비선형으로 인한 비선형 외력을 운동방정식에는 반영하였지만 부가저항에는 반영하지 않았다.

탄성체에 대해서 약한 비선형을 적용한 부가저항의 해석에는 추가적인 연구가 필요하다. 부가저항 시계열을 살펴보면 선형해석의 결과와 비교해서 약한 비선형의 결과가 더 작은 부가저항 값을 보여주었다. 선형해석의 결과는 조우 주파수의 2배로 균일하게 진동하였다. 반면 약한 비선형의 결과는 조우 주파수의 2배로 진동하지만 진동의 크기가 달라지는 것을 확인 할 수 있다. 이는 Fig. 3-66에서 보여주었던 2차 스프링잉의 영향으로 파악된다. 이와 같이 2차 스프링잉이 발생하는 경우에 부가저항이 감소하는 것을 확인할 수 있었으며, 감소의 폭은 선형 스프링잉보다 작은 것으로 파악되었다. Fig. 3-68은 2차 스프링잉이 발생한 조건에서 부가저항의 길이방향 분포를 나타낸 것이다. 2차 스프링잉이 발생하는 조건은 장파 영역으로 선수와 선미에서 서로 다른 부호의 부가저항이 발생하는 것을 알 수 있다. 2차 스프링잉이 발생하지 않은 선형의 결과와 비교하면 2차 스프링잉이 발생한 경우 선수부분에서 성분 I이 줄어든 것을 확인할 수 있다. 성분 I을 제외하고는 2차 스프링잉이 발생한 경우와 발생하지 않은 경우에 큰 차이를 발견할 수 없었다.

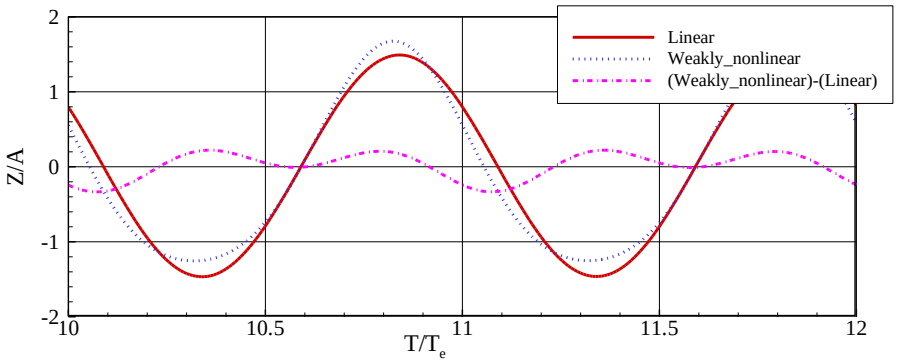


Fig. 3-66 Vertical motion response at bow, blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β=180°, λ/L=1.37, A/L=0.01

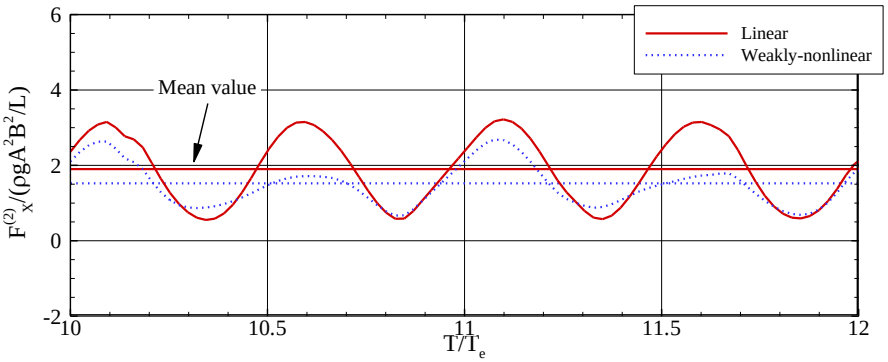
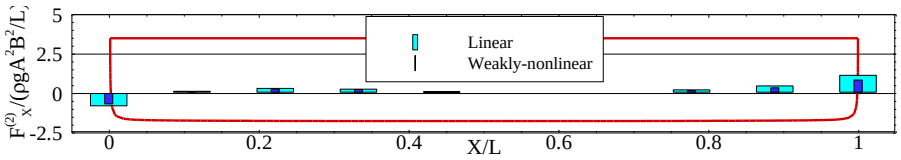
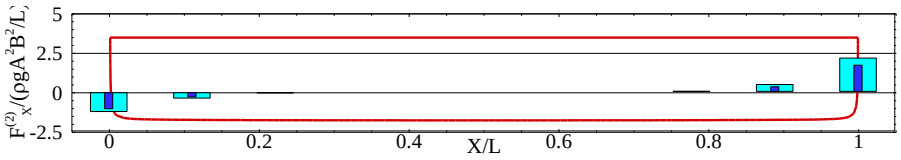


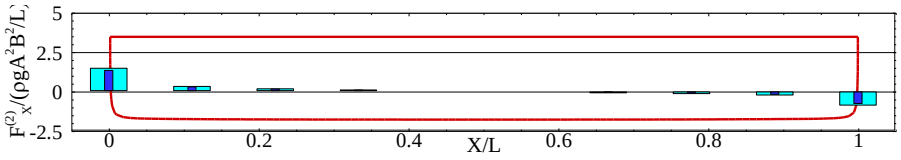
Fig. 3-67 Added resistance using pressure integration method, blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β=180°, λ/L=1.37, A/L=0.01



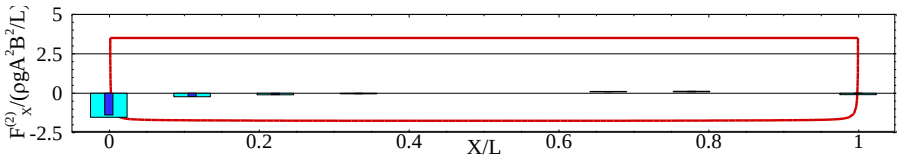
(a) Total



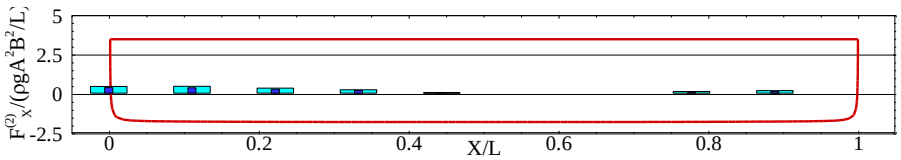
(b) Component I



(c) Component II



(d) Component III



(e) Component IV

Fig. 3-68 Sectional added resistance, blunt modified Wigley model, *Fn*=0.2, β=180°, λ/L=1.37, A/L=0.01

4. 수치해석 모델의 적용

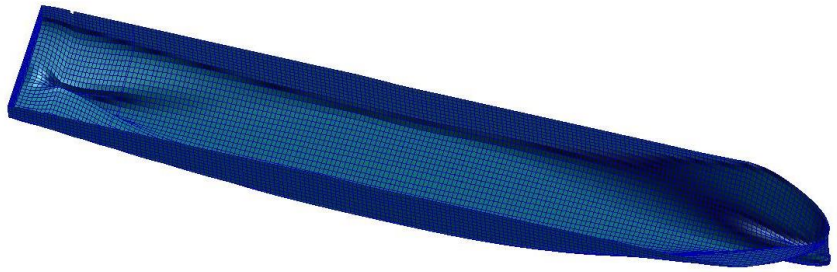
앞에서 다루었던 모델은 본 연구에서 개발한 방법의 검증을 위해서 유연하게 만든 모델이다. 유연한 모델에서 검증을 수행하였던 방법을 실제 선박에 가까운 모델이 적용하였다. 실제 선박에 가까운 모델은 18,000 TEU 컨테이너선이다. 18,000 TEU 컨테이너선의 실험은 ONR (Office of Naval Research) NICOP 프로젝트의 일환으로 삼성중공업 대덕연구센터의 SSMB (Samsung Ship Model Basin)에서 수행되었다. 실험은 선수파에서 운동 및 구조 하중을 측정하기 위해서 자유항주 시험 (self-propulsion test) 조건으로 수행되었다 (Kim et al. 2015). Table 4.1에 18,000 TEU 컨테이너선의 주요치수를 정리하였으며 Fig. 4-1에 3차원 유한요소 모델을 나타내었다. 18,000 TEU 컨테이너선의 길이는 382 m이며 폭은 58 m 이다. 3차원 유한요소 모델은 분할된 선체와 등뼈를 쉘 요소를 사용하여 모델링 하였으며 질량 분포도 쉘 요소를 사용하여 모델링 하였다. 선체와 등뼈 및 질량 모델은 MPC (multiple point constraint)를 이용하여 연결하였다. 유한요소 모델은 총 25,242개의 노드와 23,809개의 요소로 구성하였다. 구조모델의 해석은 상용 구조해석 프로그램인 MSC NASTRAN으로 모델의 모드에 따른 고유주파수를 해석하였다. 각각의 모드에 대한 고유 주파수를 Table 4.2에 나타내었다. Fig. 4-2는 7차 모드에서 11차 모드까지의 변형을 나타낸 것이다. 1에서 6차 모드는 강체의 6자유도 운동을 의미한다.

Table 4.1 Principal dimensions of 18,000 TEU container ship model

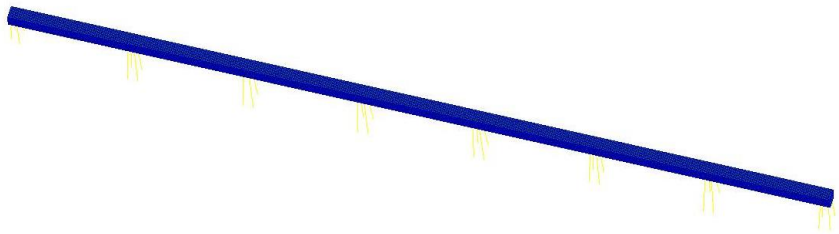
	Unit	18,000 TEU
Length (L)	m	382.0
Breadth (B)	m	58.0
Depth (D)	m	30.2
Draft (T)	m	14.387
Displacement Volume (∇)	m^3	224,009
Block coefficient (C_B)	-	0.7
Radius of gyration (k_{xx}/B)	-	0.403
Radius of gyration (k_{yy}/L, k_{zz}/L)	-	0.246

입수 상태에서 고유주파수를 파악하기 위해서 8차 모드 (수직 2절점 모드)에 대해서 hammering 테스트를 수행하였고 결과를 Fig. 4-3에 나타내었다. 실험에서는 8차 모드의 고유진동수가 0.391 Hz 였고 수치해석의 결과는 0.377 Hz로 유사한 값을 가졌다. Dry 모드의 고유진동수와 비교하면 wet 모드에서 진동수가 줄어 들었다. 앞에서 다루었던 사각 바지선과 blunt modified Wigley 선형의 경우에는 wet 모드에서 진동수가 증가하였다. 이는 앞에서 다룬 유연한 물체는 구조물의 복원력에 유체의 복원력이 큰 영향을 주었으나 18,000 TEU 컨테이너선의 경우 Fig. 4-4에 나타낸 것과 같이 구조물의 복원력이 유체의 복원력보다 크기 때문에 전체 복원력은 큰 변화가 없다.

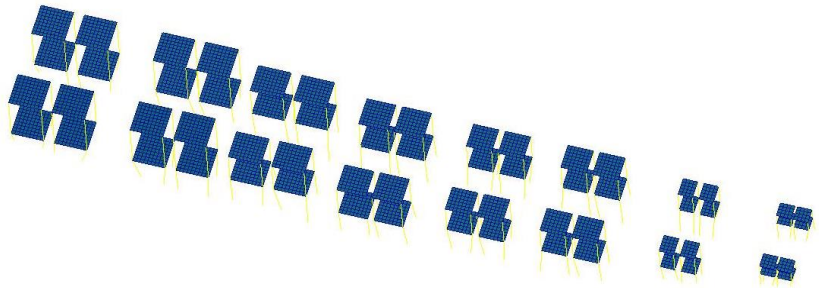
반면 wet 모드에서 부가질량으로 인한 질량 증가 효과 때문에 진동수가 줄어들었다.



(a) Hull model



(b) Backbone model

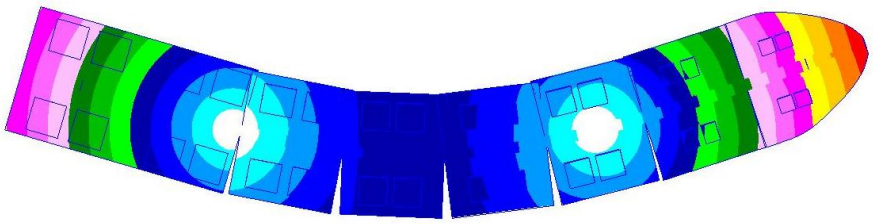


(c) Mass model

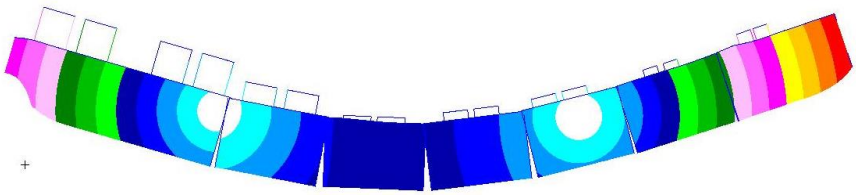
Fig. 4-1 FEM model for 18,000 TEU container ship model

Table 4.2 Natural frequencies of 18,000 TEU container ship model in dry mode (Hz)

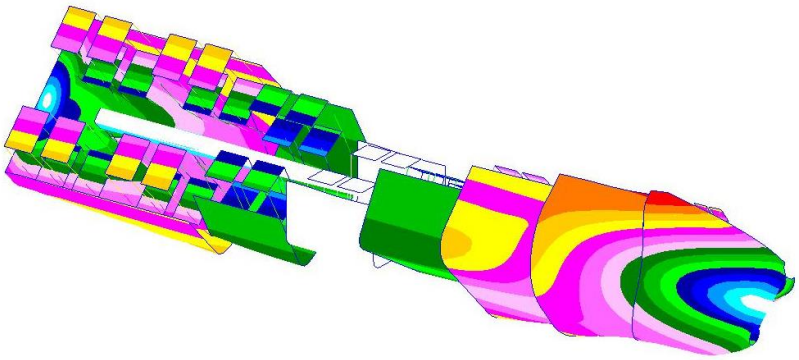
Mode no.	**18,000 TEU**
7	0.483(2-H.B.)
8	0.494 (2-V.B.)
9	0.976 (1-Tor.)
10	1.217 (3-H.B.)
11	1.273 (3-V.B.)
12	1.805 (2-Tor.)



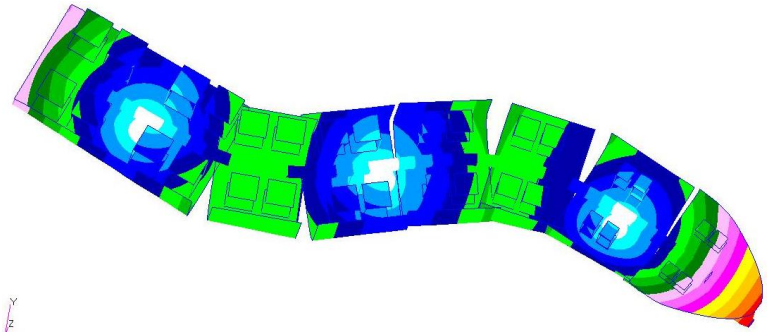
(a) Mode 7



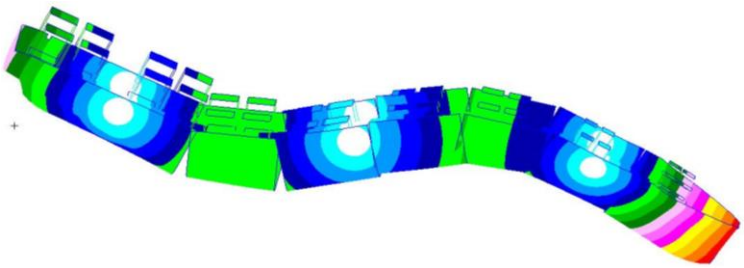
(b) Mode 8



(c) Mode 9

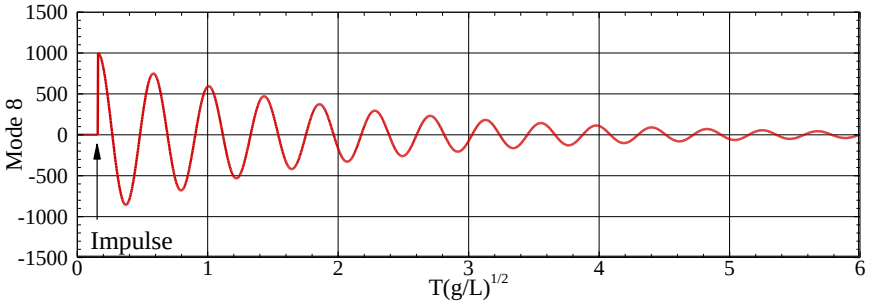


(d) Mode 10

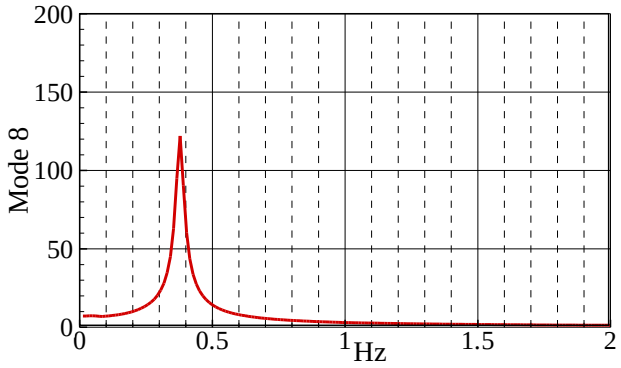


(e) Mode 11

Fig. 4-2 Natural mode shape of 18,000 TEU container ship model

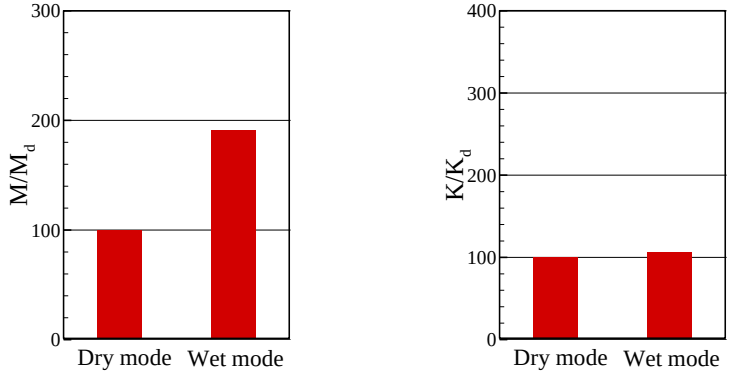


(a) Time history of mode motion during hammering test



(b) Frequency spectrum for mode motion

Fig. 4-3 Hammering test (mode 8)



(a) Added mass coefficient (b) Restoring coefficient

Fig. 4-4 Added mass and restoring coefficient (mode 8)

부가저항을 계산하기 전에 실험과 수치해석의 운동응답을 비교하였다. Fig. 4-5 ~ Fig. 4-8은 두 가지 속도에서 상하 동요, 종동요 운동응답을 나타낸 것이다. 원형의 점으로 표시한 것이 불규칙파 실험 결과를 나타낸 것이고, 사각형의 점으로 표시한 것이 규칙파 실험 결과를 나타낸 것이며, 실선으로 나타낸 것이 수치해석의 결과이다. 규칙파는 5 knots (Fn=0.042)에서 3가지 파장에 대해서만 결과가 존재하고, 10 knots (Fn=0.084)에서는 2가지 파장에 대해서만 결과가 존재한다. 규칙파의 실험 결과와 불규칙파의 실험 결과를 비교하면 단파장 영역에서는 유사한 결과를 보여주었지만 파장이 길어지면서 상당한 차이를 보여주었다. 5 knots 조건에서 수치해석의 결과와 실험 결과를 비교하면, 수치해석의 상하동요 응답은 규칙파의 3가지 파장 조건 결과와 비교적 잘 일치하였지만 불규칙파의 실험 결과와는 장파장 영역에서 차이를 보여주었다. 10 knots에서도 5 knots의 경향과 유사한 경향을 보여주었다. 두 가지 속도에서 상하 동요, 종 동요 응답의 결과를 살펴보면 규칙파의 실험 결과와 수치해석의 결과가 비교적 잘 일치 하였으며, 불규칙파의 실험 결과는 단파장 영역에서는 잘 일치하였으나 장파장 영역에서는 실험 결과와 수치해석의 결과에 차이가 있었다. 이러한 결과로부터 불규칙파의 실험 결과에 검토가 필요한 것으로 보인다. 실험에서 불규칙파 생성시 장파장의 파가 반사되어서 실험에 영향을 주었을 가능성도 있고 실험을 잘 수행되었으나 결과를 해석하는 과정에 문제가 있을 수도 있다.

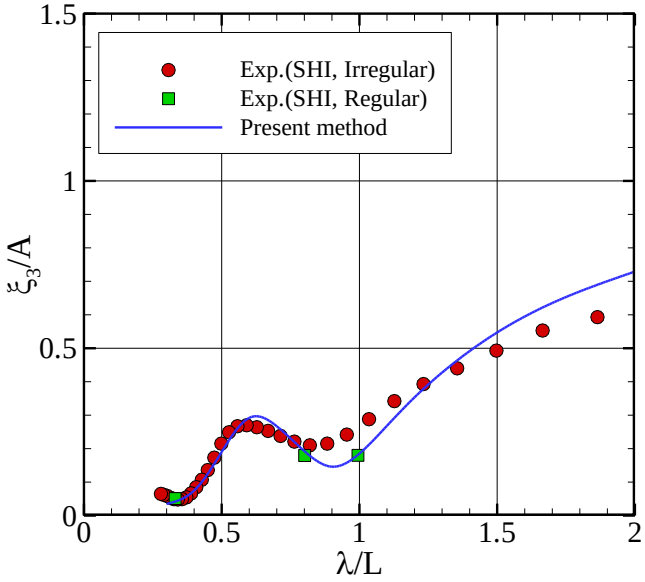


Fig. 4-5 Heave motion response of 18,000 TEU container ship model,

Fn=0.042, β=180°

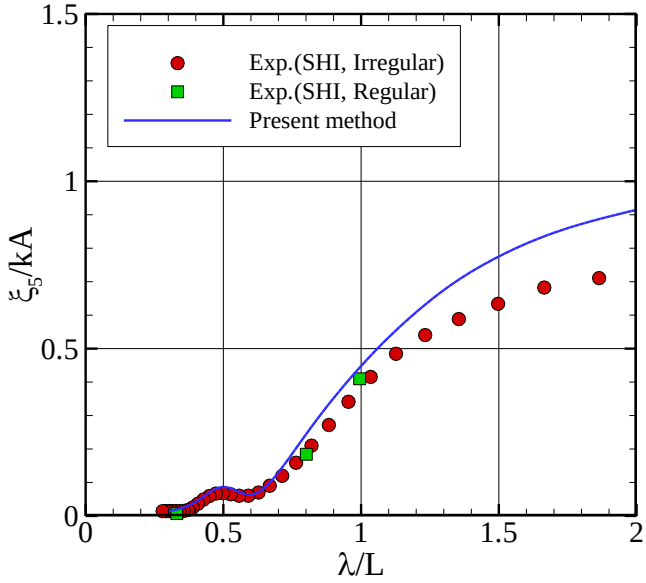


Fig. 4-6 Pitch motion response of 18,000 TEU container ship model,

Fn=0.042, β=180°

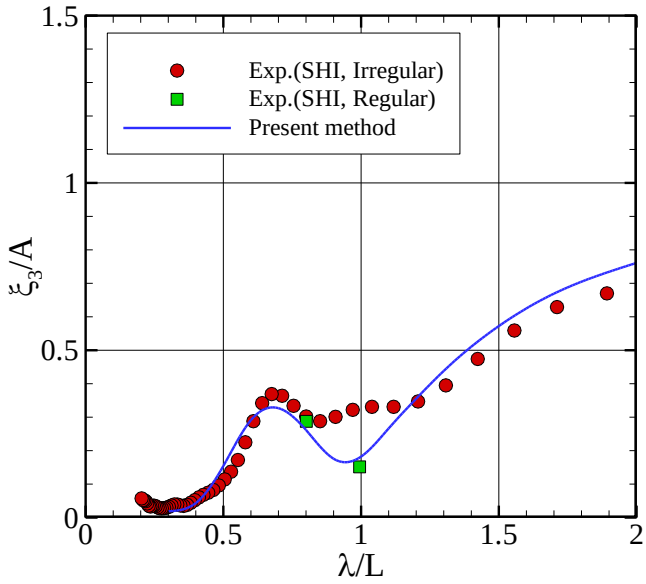


Fig. 4-7 Heave motion response of 18,000 TEU container ship model, *Fn*=0.084, β=180°

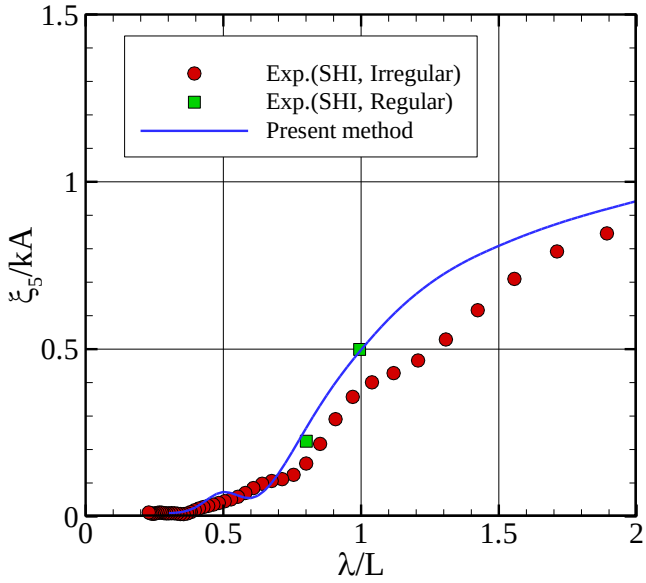


Fig. 4-8 Pitch response of 18,000 TEU container ship model, *Fn*=0.084, β=180°

18,000 TEU 컨테이너선의 강체 모델과 탄성체 모델의 부가저항 결과를 Fig. 4-9와 Fig. 4-10에 나타내었다. 실선으로 표시한 것이 압력 적분법을 이용한 강체의 부가저항이고 점선으로 나타낸 것이 모멘텀 보존법을 이용한 강체의 부가저항이다. 일점 쇄선으로 나타낸 것이 압력 적분법을 이용한 탄성체의 부가저항이고 이점 쇄선으로 나타낸 것이 모멘텀 보존법을 이용한 탄성체의 부가저항이다. 그리고 18,000 TEU 컨테이너선은 비교할 실험 결과가 없기 때문에 단파장 영역에서 NMRI (Kuroda, et al. 2008) 방법의 결과를 추가적으로 나타내었다. Fig. 4-9은 10 knots (Fn=0.084)의 결과이며 Fig. 4-10는 20 knots (Fn=0.168)의 결과이다. 10 knots의 결과를 살펴보면 압력 적분법과 모멘텀 보존법의 결과가 단파장 영역을 제외하고는 유사한 값을 보여주었다. 단파장 영역에서는 모멘텀 보존법의 결과가 압력 적분법의 결과보다 큰 값을 보여주었다. NMRI의 결과와 비교하면 압력 적분법의 결과가 유사하나 단파장 영역에서 NRMI의 결과는 일정한 값으로 수렴되는 값을 보여주었고 압력 적분법과 모멘텀 보존법의 결과는 단파장에서 감소하는 경향을 보여주었다. 20 knots의 결과를 살펴보면 단파장 영역에서 모멘텀 보존법은 NMRI 결과와 유사한 경향을 보여주었고 압력 적분법의 결과는 NMRI 결과보다 작은 값을 보여주었다. 장파장 영역에서는 압력 적분법과 모멘텀 보존법의 결과가 큰 차이를 보여주었다. 압력 적분법의 결과는 일반적으로 선박의 부가저항이 장파장 영역에서 아주 작은 값이 되는 경향과

유사한 경향을 보여주었으나 모멘텀 보존법의 결과는 상대적으로 큰 값을 보여주어 모멘텀 보존법의 결과에 문제가 있는 것으로 보인다. 이는 앞에서도 설명하였듯이 실제 선박과 같은 복잡한 형상의 선박은 검사체적을 선정하는 것이 쉽지 않고 선수와 선미에서 복잡한 유동의 발생 때문이라고 판단된다.

두 속도에 대해서 탄성체의 부가저항이 선박의 길이와 유사한 입사파의 파장 영역에서 감소한 것을 확인할 수 있다. Fig. 4-11는 18,000 TEU 선박의 부가저항 분포를 나타낸 것이다. 18,000 TEU 선박도 앞에서 살펴보았던 선박들과 동일하게 선수 부분에서 대부분의 부가저항을 차지한다. 단지 차이가 나는 부분은 구상선수로 인해서 선수의 가장 앞부분에서 음수의 부가저항이 나타났다는 것이다. 강체와 탄성체의 부가저항 분포를 비교하면 입사파의 파장이 선박의 길이와 유사한 영역에서 부가저항의 차이를 확인할 수 있다. 구상선수 부분에서는 강체가 더 큰 음의 부가저항을 가지고 구상선수 뒷부분에서는 강체가 더 큰 양의 부가저항을 보여주었다. 두 부분의 부호가 서로 다르기 때문에 서로 상쇄되어서 전체적인 부가저항의 차이는 더 작아 보였다. 압력 적분법에서 각각의 성분 별로 부가저항의 차이를 살펴보기 위해서 20 knots에서 강체와 탄성체의 부가저항 성분을 Fig. 4-12에 나타내었다. 강체와 탄성체의 부가저항 성분에 큰 차이를 찾아 볼 수 없었다. 각각의 성분을 세밀하게 비교하기 위해서 Fig. 4-13에 성분 별로 비교하였다. 성분 I과 성분 II는 선박의 길이와 입사파의

파장이 유사한 영역에서 강체와 탄성체에 차이가 있었다. 그러나 성분 I과 성분 II의 증가 또는 감소가 서로 상쇄되어 전체적인 부가저항의 차이는 더 작게 보였다. 성분 III과 성분 IV는 강체와 탄성체에 대해서 거의 차이가 없었다. Fig. 4-14는 선수와 선미에서 수직방향의 운동응답을 나타낸 것이다. 실선이 강체의 응답이며 파선이 탄성체의 응답이다. 일점 쇄선과 이점 쇄선은 탄성체의 응답 중에서 강체에 해당하는 부분과 탄성체 부분을 분리하여 나타낸 것이다. 선수에서는 강체와 비교해서 탄성체의 수직 운동응답이 약간 줄어들었으며 선미에서는 거의 비슷한 것을 확인할 수 있다.

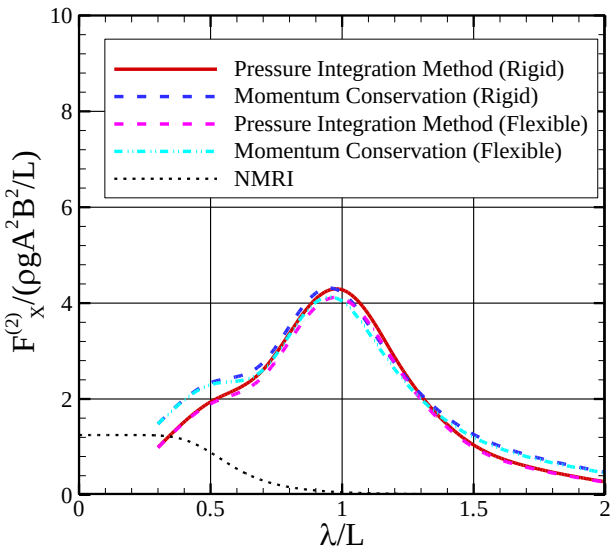


Fig. 4-9 Comparison of added resistance between rigid and flexible body, 18,000 TEU container ship model, *Fn*=0.084, β=180°

이와 같이, 18,000 TEU 컨테이너선의 탄성모드 응답은 강체의

운동응답보다 크기가 아주 작았다. 탄성체의 탄성모드 운동응답의 차이가 작기 때문에 탄성모드가 부가저항에 미치는 영향은 작은 것으로 판단된다.

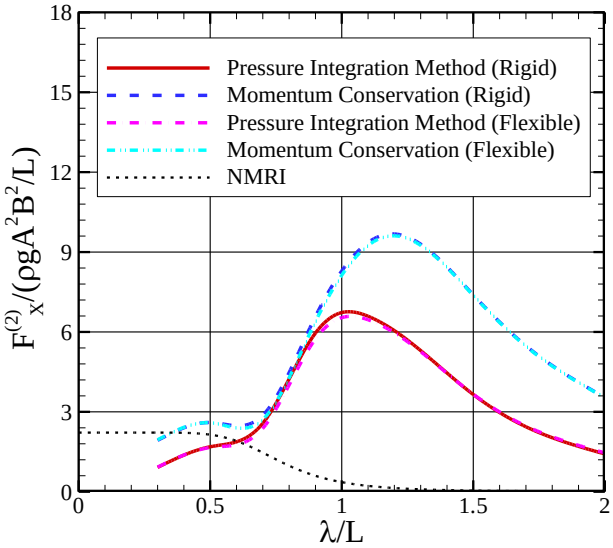
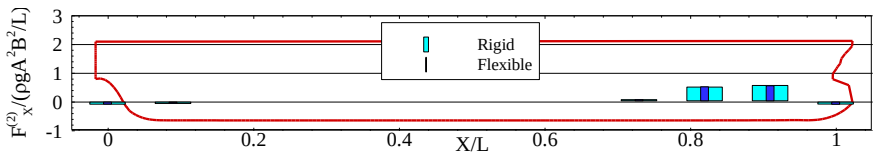
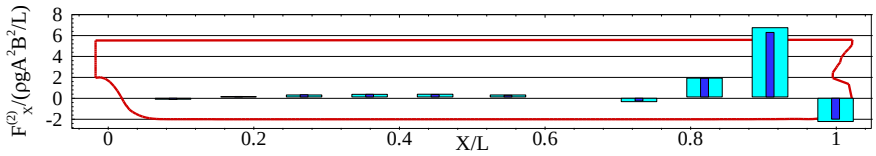


Fig. 4-10 Comparison of added resistance between rigid and flexible body, 18,000 TEU container ship model, *Fn*=0.168, β=180°

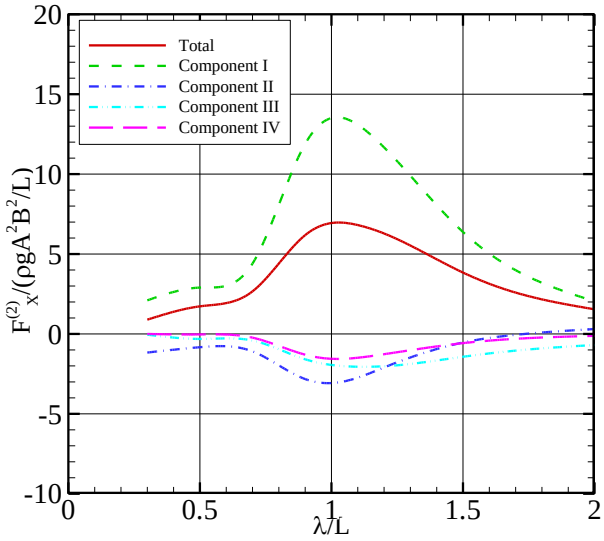


(a) λ/L=0.3

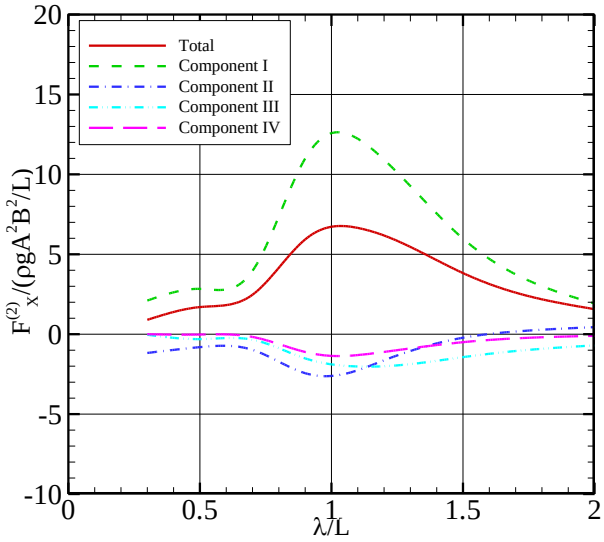


(b) λ/L=1.0

Fig. 4-11 Sectional added resistance of 18,000 TEU container ship model, *Fn*=0.168, β=180°

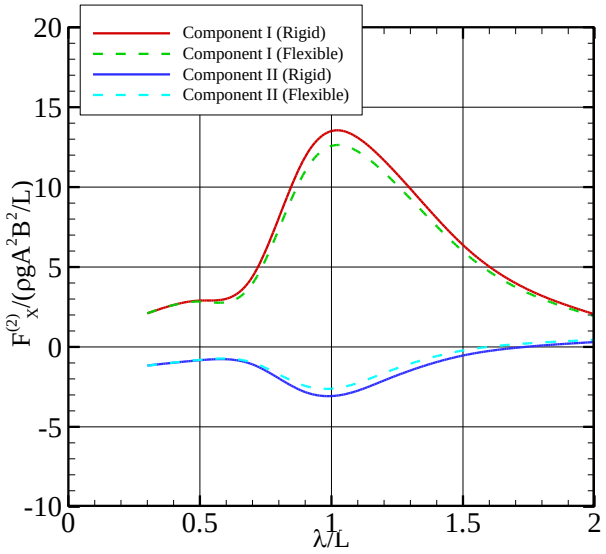


(a) Rigid body

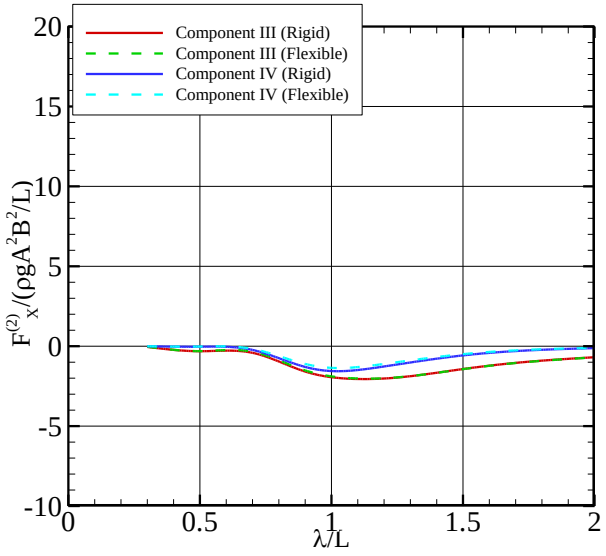


(b) Flexible body

Fig. 4-12 Component of added resistance 18,000 TEU container ship model, *Fn*=0.168, β=180°

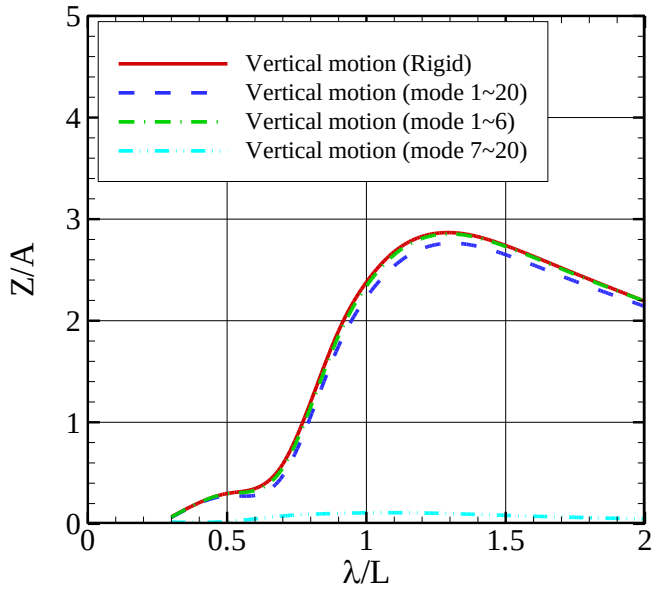


(a) Component I and II

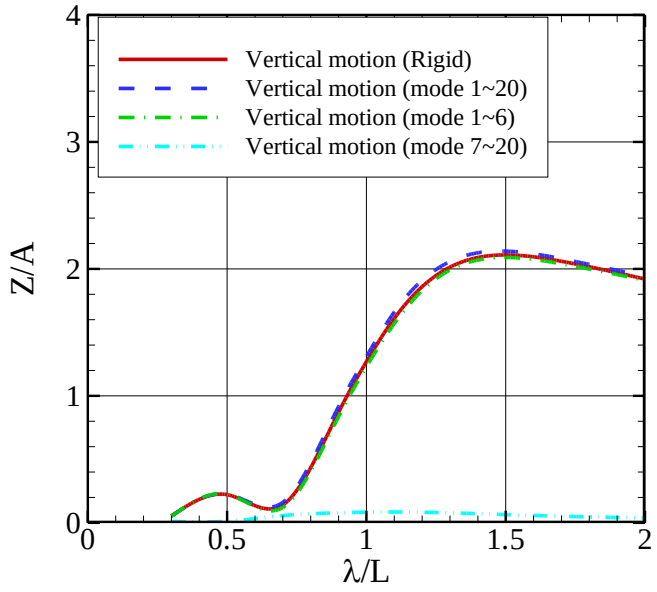


(b) Component III and IV

Fig. 4-13 Component of added resistance 18,000 TEU container ship model, Fn=0.168, β=180°



(c) At bow



(d) At stern

Fig. 4-14 Vertical motions of flexible body 18,000 TEU container ship model, Fn=0.168, β=180°

지금까지 18,000 TEU 컨테이너선의 결과들은 선형이론에 기반한 결과들이다. 구조적 관점에서 스프링잉을 다룰 때 비선형 스프링잉 중요하다. 비선형 스프링잉은 조우 주파수의 2배 및 3배가 고유 주파수와 일치하는 경우에 발생하는 것으로 선형이론에서는 나타나지 않는다. 비선형 스프링잉이 부가저항에 미치는 영향을 파악하기 위해서 접수 면적의 변화에서 발생하는 비선형 성분을 추가하였다. 접수면에 따라서 변하는 입사파와 복원력에 의한 힘의 비선형을 고려하는 약한 비선형 방법을 적용하였다.

2절점 수직 고유진동수가 입사파의 조우 주파수의 2배인 경우에 발생하는 2차 스프링잉이 발생한 경우에 대해서 부가저항을 비교하였다. Fig. 4-15는 2차 스프링잉이 발생하였을 때 선체 중앙에서의 수직 굽힘 모멘트를 나타낸 것이다. 점으로 나타낸 것이 실험 결과이고 실선으로 나타낸 것이 탄성체의 수직 굽힘 모멘트이며 점선으로 나타낸 것이 강체의 수직 굽힘 모멘트이다. 탄성체에서는 2차 스프링잉이 나타나지만 강체는 2차 스프링잉이 나타나지 않았다. 실험 결과와 탄성체의 2차 스프링잉을 비교하면 크기에서는 조금 차이가 있지만 전체적인 경향은 실험 결과와 잘 일치하는 것을 확인할 수 있다. Fig. 4-16는 2차 스프링잉이 발생하는 경우의 2차 힘의 시계열을 나타낸 것이며 Fig. 4-17는 선수부의 수직 운동을 나타낸 것이다. 2차 스프링잉이 나타나는 입사파의 파장은 $\lambda/L=0.33$으로 단파장 영역이다. 이 영역에서는 강체의 운동이 아주 작고 부가저항의 대부분이 선수부분에서 기인한다. 부가저항의

시계열을 살펴보면 2차 스프링잉의 발생으로 부가저항의 시계열은 크게 변하는 것을 살펴볼 수 있다. 조우주기 동안에 부가저항은 두 번의 진동을 하는데 2차 스프링잉의 영향으로 두 번의 진동 크기가 달라진다. 한번은 강체의 진폭보다 커지고 한번은 강체의 진폭 보다 작아졌다. 이는 Fig. 4-17에서 보인 것과 같이 2차 스프링잉에 의해서 선수부의 운동이 달라져서 발생한 것으로 보인다. 단파장 영역에서는 강체의 운동응답이 작기 때문에 강체의 운동응답의 크기와 2차 스프링잉에 의해서 발생하는 운동의 크기가 유사하여 선수부의 운동에서 2차 스프링잉의 영향이 뚜렷하게 보인다. 이러한 운동의 차이로 인해서 부가저항 시계열의 형상이 변한 것으로 보인다. 부가저항의 시계열은 2차 스프링잉이 발생한 경우와 발생하지 않은 경우에 차이가 크지만 시계열의 평균 즉, 부가저항은 큰 차이가 없었다.

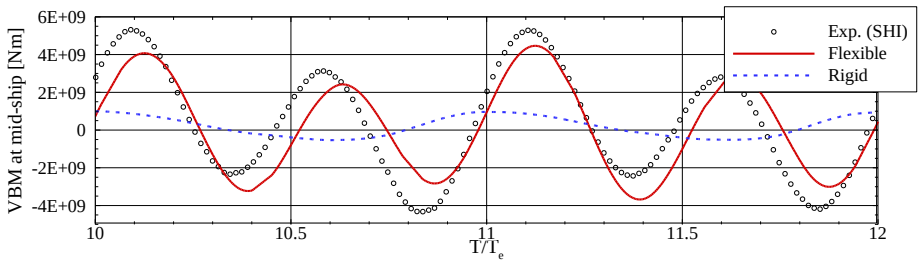


Fig. 4-15 The 2nd harmonic spring response, 18,000 TEU container ship model, *Fn*=0.168, β=180°, λ/L=0.33, A/L=0.006545

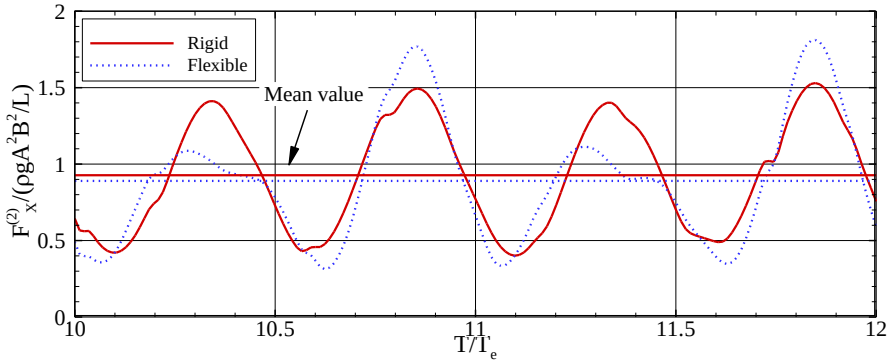


Fig. 4-16 Added resistance, 18,000 TEU container ship model, *Fn*=0.168, β=180°, λ/L=0.33, A/L=0.006545

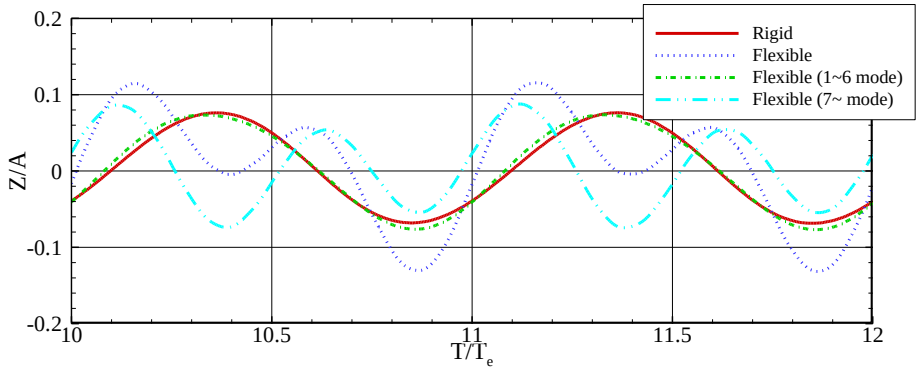


Fig. 4-17 Vertical motion response at bow, 18,000 TEU container ship model, *Fn*=0.168, β=180°, λ/L=0.33, A/L=0.006545

3차 스프링잉이 발생한 경우에 대해서도 스프링잉이 부가저항에 미치는 영향을 살펴보았다. 우선 3차 스프링잉이 발생하는 조건에서 수직 굽힘 모멘트를 실험 결과와 비교하였다. 3차 스프링잉의 발생으로 입사파의 조우주파수 3배에 해당하는 성분이 발생하는 것을 Fig. 4-18에서 확인할 수 있다. 실험 결과와 수치해석의 결과는

전반적으로 잘 일치하였다. Fig. 4-19은 3차 스프링잉이 발생하는 경우의 부가저항 시계열을 나타낸 것이며, Fig. 4-20은 선수부의 수직 운동을 나타낸 것이다. 부가저항의 시계열을 살펴보면 3차 스프링잉이 발생한 경우와 발생하지 않은 경우를 비교해서 큰 차이는 보이지 않았다. 또한 선수부의 수직 운동응답도 큰 차이가 발생하지 않았다. 3차 스프링잉이 발생하는 입사파의 파장은 λ/L=0.59로 역시 단파장 영역에 속하지만 2차 스프링잉이 발생하는 경우와 비교해서 강체의 운동응답이 큰 영역이다. 3차 스프링잉에 의해서 발생하는 운동응답은 2차 스프링잉에 의해서 발생하는 운동응답과 유사하나 3차 스프링잉이 발생하는 주파수에서 강체의 운동응답이 상대적으로 크기 때문에 전체 운동의 크기에서 3차 스프링잉의 영향은 크지는 않았다.

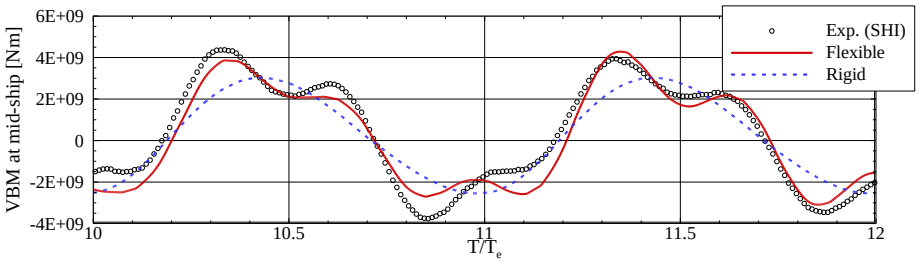


Fig. 4-18 The 3rd harmonic spring response, 18,000 TEU container ship model, *Fn*=0.168, β=180°, λ/L=0.59, A/L=0.007

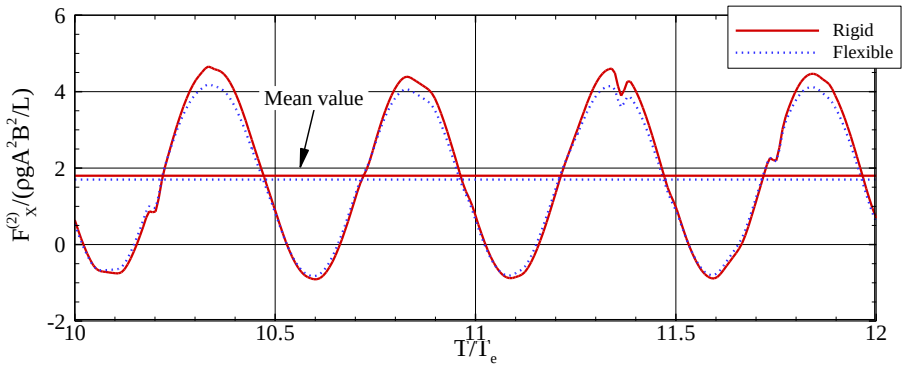


Fig. 4-19 Added resistance, 18,000 TEU container ship model, *Fn*=0.168, β=180°, λ/L=0.59, A/L=0.007

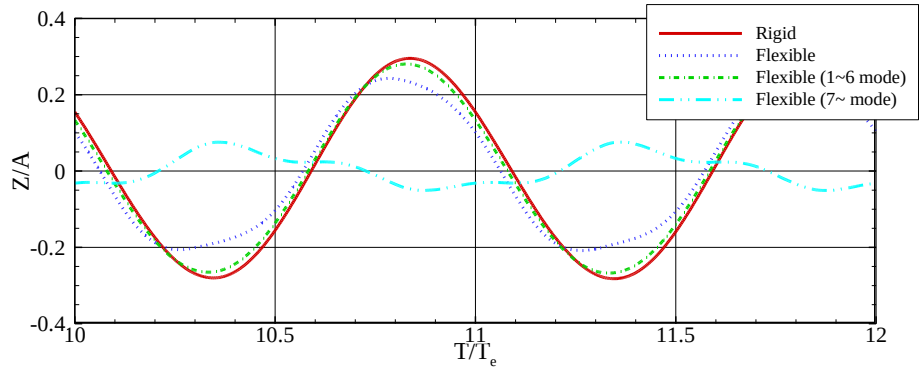


Fig. 4-20 Vertical motion response at bow, 18,000 TEU container ship model, *Fn*=0.168, β=180°, λ/L=0.59, A/L=0.007

마지막으로 선수파 중에서 슬래밍-휘핑의 발생이 부가저항에 미치는 영향을 살펴보았다. 슬래밍이 발생하는 해양환경은 해상상태가 평온하지 않은 상태로 본 연구에서 접근하는 선형적인 접근법으로는 한계가 존재한다. 슬래밍이 발생하게 되면 자유수면의 형상이 크게 변하고 자유수면의 비선형성이 큰 영향을 미칠 것으로 생각된다. 또한 슬래밍의 압력을 구하기 위해서 사용된 일반화된

Wagner 모델 (Generalized Wagner Model, GWM)로부터 얻은 유체력도 선체의 운동에는 고려가 되었지만 부가저항에는 고려가 되지 않았다. 이러한 한계를 가지고 있지만 슬래밍-휘핑의 발생으로 인한 선체의 진동이 부가저항에 미치는 영향을 살펴보았다. Fig. 4-21는 슬래밍-휘핑이 발생하는 조건에서 선체 중앙의 수직 굽힘 모멘트를 나타낸 것이다. 강체에서는 나타나지 않는 진동이 탄성체에서는 슬래밍의 영향으로 나타나는 것을 확인할 수 있다. 수치해석의 수직 굽힘 모멘트는 실험 결과와 유사하였다. 동일한 조건에서 부가저항을 Fig. 4-22에 나타내었고 선수부의 수직 운동응답을 Fig. 4-23에 나타내었다. 슬래밍이 발생하는 경우 부가저항과 운동응답 모두 크게 변하지 않았다. 이는 실제로 슬래밍의 영향이 크지 않을 가능성도 있고 앞에서도 설명하였듯이 본 연구에서 슬래밍의 효과를 부가저항에 반영하지 못한 결과일 가능성도 있다. 한가지 확실한 것은 슬래밍에 의한 선체의 진동이 부가저항에 미치는 영향은 크지 않은 것으로 보여진다.

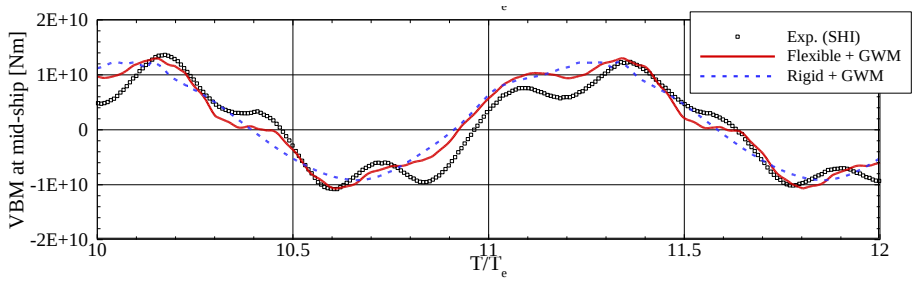


Fig. 4-21 The 3rd harmonic spring response, 18,000 TEU container ship model, *Fn*=0.084, β=180°, λ/L=0.59, A/L=0.016

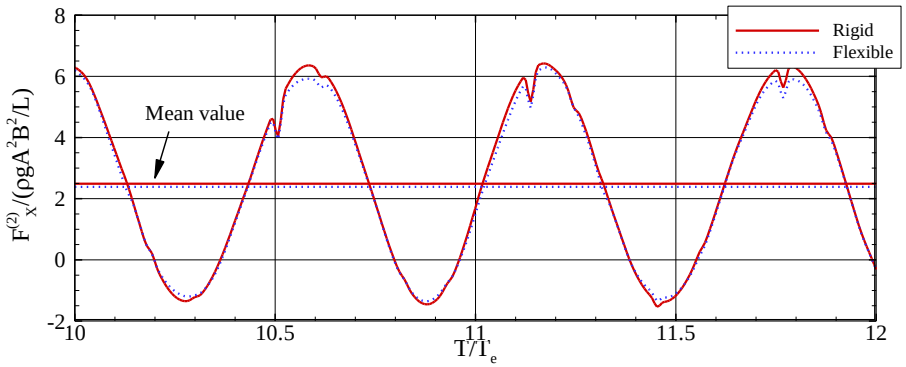


Fig. 4-22 Added Resistance, 18,000 TEU container ship model, *Fn*=0.084, β=180°, λ/L=0.80, A/L=0.016

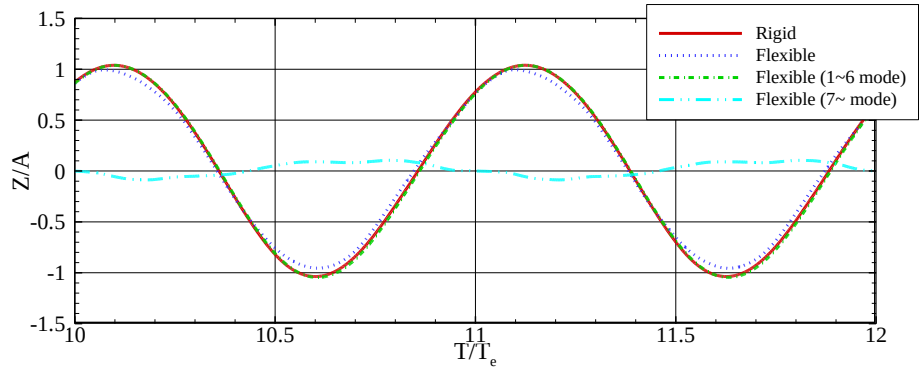


Fig. 4-23 Vertical motion response at bow, 18,000 TEU container ship model, *Fn*=0.084, β=180°, λ/L=0.80, A/L=0.016

5. 결론

본 연구에서는 유탄성이 표류력과 부가저항에 미치는 영향을 고찰하였다. 유탄성 문제는 해양유체역학연구실에서 개발된 WISH-FLEX 3DM을 이용하여 해석하였다. 기존의 강체에 적용 가능한 압력 적분법을 유탄성을 고려할 수 있도록 확장하였으며, 모멘텀 보존법과 비교를 통해서 확장된 압력 적분법을 검증하였다. 이를 이용하여 유연한 사각 바지선과 선박에 대해서 표류력과 부가저항 해석을 수행하여 유탄성의 영향을 고찰하였다. 또한 실제 선박과 유사한 선박에 적용하여 부가저항의 변화를 살펴보았다. 이상의 연구로부터 다음과 같은 결론을 얻을 수 있었다.

- 강체에 대해서 압력 적분법과 모멘텀 보존법을 이용하여 표류력 및 부가저항을 해석하였으며 수학적인 간단한 선형에 대해서는 압력 적분법과 모멘텀 보존법의 결과가 잘 일치하는 것을 확인하였다. 기존의 강체에 적용 가능한 압력 적분법을 유탄성을 고려할 수 있도록 확장하였다. 확장된 압력 적분법을 탄성체에 적용한 경우에 대해서도 모멘텀 보존법과 유사한 결과를 주는 것을 확인하였다. 이로부터 탄성체로 확장된 압력 적분법을 검증할 수 있었다.
- 강체와 탄성체 바지선의 표류력을 압력 적분법과 모멘텀 보존법으로 해석하였다. 또한 강체와 탄성체의 표류력을 성분별로 비교하고, 바지선의 길이 방향 분포를 살펴보았다. 탄성체

바지선의 표류력은 바지선의 길이와 유사한 입사파의 파장에서 강체와 비교해서 감소하였으며 탄성체의 고유진동수 부근에서는 표류력이 증가하기도 하였다. 표류력의 증가 또는 감소는 바지선의 변형으로 인한 상대 파고의 변화와 법선 벡터의 변화가 가장 큰 영향을 주는 것으로 파악되었다.

- 탄성체 선박에 대해서 압력 적분법과 모멘텀 보존법을 이용하여 부가저항을 해석하였다. 부가저항에 대해서도 탄성체로 확장된 압력 적분법과 모멘텀 보존법의 결과는 유사하였다. 탄성체의 부가저항은 선박의 길이와 유사한 입사파의 파장에서는 부가저항이 감소하였으며 탄성체 선박의 고유진동수 부근에서는 부가저항이 증가하였다. 부가저항의 증가 또는 감소는 선박의 변형으로 인한 상대 파고와 법선 벡터의 변화로 파악되었으며 이는 표류력의 변화 원인과 동일하였다.
- 실제 선박과 유사한 18,000 TEU 컨테이너선에 대해서 부가저항 해석을 수행하였다. 실제 선박의 고유진동수는 단파장 영역에 위치하며 탄성체의 운동이 크지 않아서 부가저항에 큰 영향은 없었다. 그러나 선박의 길이와 입사파의 길이가 유사한 영역에서는 입사파에 따른 선박의 형상 변화로 부가저항이 감소하였다. 비선형 스프링잉이 발생하는 경우에는 2차 힘의 시계열은 강체와 탄성체 사이에 큰 차이를 보였지만 시계열의 평균인 부가저항은 큰 차이를 보이지 않았다.
- 본 연구에서는 유탄성이 표류력과 부가저항에 미치는 영향을

파악하였다. 물체가 유연해서 강체와 탄성체의 운동 크기가 비슷한 경우에는 표류력과 부가저항이 강체와 비교해서 크게 변하였다. 이러한 경우에는 반드시 유탄성의 영향을 표류력 및 부가저항을 해석할 때 고려해야 되는 것을 확인할 수 있었다. 반면 실제 선박과 유사한 18,000 TEU 컨테이너선의 경우에는 탄성체의 운동이 크지 않아서 유탄성이 부가저항에 미치는 영향이 크지 않은 것으로 파악되었다. 이로부터 지금 건조되고 있는 선박에서는 유탄성이 부가저항에 미치는 영향은 작은 것으로 보여진다. 본 연구의 결과는 지금보다 선박이 대형화되거나 특수한 목적으로 유연한 선박을 만드는 경우 활용할 수 있을 것으로 기대된다.

6. 향후 연구

향후 연구가 필요한 부분을 정리하면 다음과 같다. 첫 번째, 본 연구에서 해석한 탄성체의 표류력과 부가저항의 실험적 검증 부분이다. 탄성체의 부가저항에 관한 실험은 거의 수행된 사례가 없기 때문에 실험을 수행하여야 한다. 또한 본 연구의 결과를 살펴보면 실제 선박과 유사한 선박은 강체와 탄성체를 비교해서 탄성체에 대해서 표류력과 부가저항의 변화가 작기 때문에 실험적으로 탄성체의 영향을 검증하기 힘들 것으로 보인다. 탄성체의 영향을 검증하기 위해서는 실제 선박보다 유연하게 선박을 만들고 실험을 수행하여야 하며 기존의 강체에서 이용하던 실험 방법을 탄성체에 맞게 수정 및 보완해서 실험을 수행해야 될 것이다.

두 번째로 모멘텀 보존법의 보완이다. 본 연구에서는 압력 적분법의 검증을 위해서 모멘텀 보존법을 이용하였는데, 수학적인 선형인 Wigley 선형에 대해서 검사체적을 선박에 가까이 잡은 경우 압력 적분법에 의한 결과와 잘 일치하는 경향을 보여주었다. 그러나 모멘텀 보존법은 검사체적에 따라서 부가저항의 값이 변하였고, 실제 선박에서와 같이 구상선수가 있고 선미 부분에 트랜섬이 존재하는 경우에는 검사 체적을 선정하기가 쉽지 않았다. 또한 선체의 형상이 급격하게 변하는 부분에서 비정상적인 파가 생성되어서 압력 적분법과 차이를 보여주었다. 모멘텀 보존법을

실제 선박과 같은 복잡한 형상의 선박에 대해서 적용하기 위해서는 추가적인 연구가 필요하다.

세 번째로, 사파 중 부가저항을 해석하는 부분이다. 탄성체의 표류력은 선수파 및 사파에서 해석을 수행하였지만 부가저항은 선수파의 조건에서만 해석을 수행하였다. 사파에서는 선수파에서는 발생하지 않았던 반대칭형의 운동이 발생하고 이 운동이 부가저항에 미치는 영향에 대한 연구가 추가적으로 필요하다.

참고문헌

[1] Birknes, J. 2001. Off-body kinematics in Wasim. Technical Report. No. 2001-0814, Det Norske Veritas.

[2] Bishop, R.E.D. and Price, W.G. 1974. On modal analysis of ship strength. Proceedings of the Royal Society of London, 341: 121-134.

[3] Bishop, R.E.D. and Price, W.G. 1976. Antisymmetric response of a box-like ship. Proceedings of the Royal Society of London, 349: 157-167.

[4] Bishop, R.E.D. and Price, W.G. 1979. Hydroelasticity of ships. Cambridge University Press, London.

[5] Bishop, R.E.D., Price, W.G. and Wu, Y. 1986. A general linear hydroelasticity theory of floating structures moving in a seaway. Philosophical Transactions of Royal Society, London.

[6] Chen, X., Wu, Y.S., Cui, W. and Tang, X. 2003. Nonlinear hydroelastic analysis of a moored floating body. Ocean Engineering, 30: 965-1003.

[7] Choi, Y.R., Hong, S.Y. and Choi, H.S. 2000. An analysis of second-order wave forces on floating bodies by using a higher-order boundary element method. Ocean Engineering, 28: 117-138.

[8] Chun, H.H. 1992. On the added resistance of SWATH ships in waves. Transactions of the Society of Naval Architects of Korea, 29(4): 75-86.

[9] Faltinsen, O. M., Minsaas, K. J., Liapis, N. and Skjørdal, S.O. 1980. Prediction of resistance and propulsion of a ship in a seaway. Proceeding of

13th Symposium on Naval Hydrodynamics, Tokyo, Japan, 6-10 October 1980.

[10] Fang, M.C. and Chen, G.R. 2006. On the nonlinear hydrodynamic forces for a ship advancing in waves. Ocean Engineering, 33(16): 2119-2134.

[11] Fujii, H. and Takahashi, T. 1975. Experimental study on the resistance increase of a ship in regular oblique waves. 14th international towing tank conference. Ottawa, Canada, 351-360.

[12] Gerritsma, J. and Beukelman, W. 1972. Analysis of the resistance increase in waves of a fast cargo ship. International Shipbuilding Progress 19(217): 285-293.

[13] Hu, C. and Kashiwagi, M. 2007. Numerical and experimental studies on three-dimensional water on deck with a modified Wigley model. 9th International Conference in Numerical Ship Hydrodynamics, Michigan, USA.

[14] Jensen, J.J. and Dogliani, M. 1996. Wave-induced ship hull vibrations in stochastic seaways. Marine Structures, 9(3): 353-387.

[15] Jensen, J.J. and Pedersen, P.T. 1981. Bending moments and shear forces in ships sailing in irregular waves. Journal of Ship Research, 24(4): 243-251.

[16] Joncquez, S.A.G. 2009. Second-order forces and moments acting on ships in waves. PhD Thesis, Technical University of Denmark, Denmark.

[17] Journee, J.M.J. 1992. Experiments and calculations on four Wigley hull forms. Delft University of Technology Report 0909-DUT-92.

[18] Kashiwagi, M. 1997. A B-spline Galerkin scheme for computing wave forces on a floating very large elastic plate. Proceedings of the Seventh International Offshore and Polar Engineering Conference, Honolulu, USA, 25-30, May.

[19] Kashiwagi, M., Takehiro, I. and Takuma, S. 2009. Effect of forward speed of a ship on added resistance in waves. 19th International Offshore and Polar Engineering Conference, Osaka, Japan, 21-26, June.

[20] Kashiwagi, M. 2013. Hydrodynamic study on added resistance using unsteady wave analysis. Journal of Ship Research, 57: 220-240.

[21] Kashiwagi, M. and Zhu, J. 2016. A practical calculation method for forward-speed effect on cross-coupling radiation forces in enhanced unified theory. The 12th international conference on hydrodynamics, September 2016, The Netherlands.

[22] Kim, H., Hong, C., Lee, G. and Kim, B. 2015. Prediction of added resistance of a ship in waves using computational fluid dynamics. Proceedings of the Society of Naval Architects of Korea, Jeju, Korea, 21-23 May.

[23] Kim, J.H. and Kim, Y. 2014. Numerical analysis on spring and whipping using fully-coupled FSI models. Ocean Engineering, 91: 28-50.

[24] Kim, J.H., Kim, Y., Yuck, R.H. and Lee, D.Y. 2015. Comparison of slamming and whipping loads by fully coupled hydroelastic analysis and experimental measurement. Journal of Fluid and Structures, 52: 145-165.

[25] Kim, J.H. 2016. Study on Computational analysis of wave-induced fatigue and extreme loads on hydroelastic ship structures. PhD Thesis, Seoul National University, Seoul.

[26] Kim, K. H. and Kim, Y. 2010. Numerical analysis of added resistance on ships by a time-domain Rankin panel method. Journal of the society of naval architects of Korea, 47(3): 398-409.

[27] Kim, K. H. and Kim, Y. 2011. Numerical study on added resistance of ships by using a time-domain Rankine panel method. Ocean Engineering 38: 1357-1367.

[28] Kim, K. H. 2011. Computational stduy on nonlinear motion based on weak-scatterer hypothesis and ship structural hydroelasticity in Waves. PhD Thesis, Seoul National University, Seoul.

[29] Kim, K. H., Seo, M. G. and Kim, Y. 2012. Numerical analysis on added resistance of ships. International journal of offshore and polar engineering, 21(1): 21-29.

[30] Kim, Y., Kim, K.H., Kim, J.H., Kim, T.Y., Seo, M.G. and Kim, Y. 2010. Time-domain analysis of nonlinear notion responses and structural loads on ships and offshore structures. International Towing Tank Conference, Seoul, Korea.

[31] Kim, Y., Kim, K.H. and Kim, Y. 2009. Analysis of hydroelasticity of floating shiplike structure in time domain using a fully coupled hybrid BEM-FEM. Journal of Ship Research, 53(1): 31-47.

[32] Kuroda, M., Tsujimoto, M., Fujiwara, T., Ohmatsu, S. and Takagi, K. 2008. Investigation on components of added resistance in short waves, Journal of the Japan Society of Naval Architects and Ocean Engineering, 8: 171-176.

[33] Kuroda, M, Tsujimoto, M, Sasaki, N, Ohmatsu, S. and Takagi, K. 2012. Study on the bow shapes above the waterline in view of the powering and green-house gas emissions in actual seas. Journal of Engineering for the Maritime Environment, 226(1): 23-35.

[34] Kwon, Y.J. 1987. A research on the added resistance due to wave reflection. Journal of the Society of Naval Architects of Korea, 24(1): 35-41.

[35] Lee, J. H., Park, D. M. and Kim, Y. 2015. Experimental study on the added resistance of modified KVLCC2 hull forms with different bow shapes. 12th International Symposium on Practical Design of Ships and Other Floating Structures, Changwon, Korea, 21-25, October.

[36] Maeda, H., Masuda, K. and Ikoma, T. 1997. Hydroelastic responses of pontoon type very large floating offshore structure – 3rd Report: The Effects of 2nd-Order Wave Loads. Journal of Society Naval Architects of Japan, 182: 319-328.

[37] Malenica, S., Molin, B. and Senjanociv, I. 2003. Hydroelastic response of a barge to impulsive and non-impulsive wave loads. Hydroelasticity 2003, Oxford, UK.

[38] Maruo, H. 1960. The drift of a body floating on waves. Journal of Ship Research, 4: 1-10.

[39] Nakamura, S. and Naito, S. 1977. Propulsive performance of a containership in waves. Journal of the Society of Naval Architects of Japan, 15: 24-48.

[40] Namba, Y., Kato, S., Saito, M. and Hiraishi, T. 2000. Estimation method of slowly varying drift force acting on very large floating structures. Journal of Society Naval Architects of Japan, 187: 329-340.

[41] Newman, J.N. 1967. The drift force and moment on ships in waves. Journal of Ship Research, 11: 51-60.

[42] Oberhagemann, J. and Moctor, O. 2011. Numerical and experimental investigations of whipping and springing of ship structures. Proceedings of the 21st International Society of Offshore and Polar Engineering Conference, US.

[43] Orihara, H. and Miyata, H. 2003. Evaluation of added resistance in regular incident waves by computational fluid dynamics motion simulation using an overlapping grid system. Journal of Marine Science and Technology, 8(2): 47-60.

[44] Pan, Z., Vada, T. and Han K. 2016. Computation of wave added resistance by control surface integration. Proceedings of the ASME 2016 35th international conference on ocean, offshore and arctic engineering, Busan, South Korea, 19-24, June.

[45] Park, D. M., Seo, M. G., Lee, J. H., Yang, K.K. and Kim, Y. 2014. Systematic experimental and numerical analyses on added resistance in waves. Journal of the Society of Naval Architects of Korea 51(6): 459-479.

[46] Park, D. M., Lee, J. and Kim, Y. 2015. Uncertainty analysis for added resistance experiment of KVLCC2 ship. Ocean Engineering 95: 143-156.

[47] Park, D. M., Kim, Y., Seo, M.G. and Lee, J. 2016. Study on added resistance of a tanker in head waves at different drafts. Ocean Engineering 111: 569-581.

[48] Pinkster, J.A. 1980. Low frequency second order wave exciting forces on floating structures. PhD Thesis, Delft, Netherlands.

[49] Pinkster, J.A. and van Oortmerssen, G. 1977. Computation of the first- and second-order wave forces on oscillating bodies in regular waves. Proceedings of 2nd International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics, Berkely.

[50] Price, W.G. and Temarel, P. 1982. The influence of hull flexibility in the anti-symmetric dynamic behavior of ships in waves. International Shipbuilding Progress 29.

[51] Price, W.G. and Wu, Y.S. 1985. Structural responses of a SWATH of multi-hull vessel traveling in waves. International conference on SWATH ships and advanced multi-hulled vessels, Royal Institution of Naval Architects, London.

[52] Remy, F., Molin, B. and Ledoux, A. 2006. Experimental and numerical study of the wave response of a flexible barge. Hydroelasticity in Marine Technology, Wuxi, China.

[53] Salvesen, N., Tuck, E.O. and Faltinsen, O.M. 1970. Ship motions and sea loads. Transactions of Society of Naval Architects and Marine Engineers, 78: 250-279.

[54] Seo, M.G., Park, D.M., Yang, K.K. and Kim, Y. 2013. Comparative study on computation of ship added resistance in waves. Ocean Engineering, 73(5): 1-15.

[55] Seo, M. G., Yang, K. K., Park, D. M. and Kim, Y. 2014. Numerical analysis of added resistance on ships in short waves. Ocean Engineering, 87: 97-110.

[56] Shao, Y.L. and Faltinsen, O.M. 2010. Use of body-fixed coordinate system in analysis of weakly nonlinear wave-body problems. Applied Ocean Research, 32: 20-33.

[57] Simonsen, C. D., Otzen, J. F., Nielsen, C. and Stern, F. 2014. CFD prediction of added resistance of the KCS in regular head and oblique

waves. 30th Symposium on Naval Hydrodynamics, Hobart, Tasmania, Australia, 2-7, November.

[58] Storm-Tejsen, J., Yeh, H.Y.H. and Moran, D.D. 1973. Added resistance in waves. Transactions of Society of Naval Architects and Marine Engineers, 81: 250-279.

[59] Vidic-Perunovic, J. 2005. Springing response due to bidirectional wave excitation. PhD Thesis, Technical University of Denmark.

[60] Visonneau, M. Queutey, P. Leroyer, A. Deng, G.B. and Guilmineau, E. 2008. Ship motions in moderate and steep waves with an interface capturing method. 8th International Conference on Hydrodynamics, Shanghai, China, 11-15, October.

[61] Wu, M.K. and Hermundstad, O.A. 2005. Efficient calculation of wave-induced ship responses considering structural dynamic effects. Applied Ocean Research, 27: 81-96.

[62] Wu, M.K. and Moan, T. 1996. Linear and nonlinear hydroelastic analysis of high-speed vessel. Journal of Ship Research, 40(2): 149-163.

[63] Wu, Y.S., Maeda, H. and Kinoshita, T. 1997. The second order hydrodynamics actions on a flexible body. Journal of Institute of Industrial Science, University of Tokyo, 49(4): 8-19.

Abstract

Numerical Analysis on Drift Force and Added Resistance of Hydroelastic Body in Waves

Dong-Min Park

Department of Naval Architecture and Ocean Engineering

College of Engineering

Seoul National University

In this study, a fully coupled fluid-structure interaction model was used to compute the mean drift force and added resistance on a flexible body under various wave conditions. The fluid domain was solved using a time domain B-spline 3-D Rankine panel method. The structural domain was modeled using a shell-element-based 3-D finite element model. The fluid model was coupled with the 3-D FE model via eigenvectors. Seakeeping analysis of the flexible body was performed by the fully coupled model.

In the computation of mean drift force and added resistance, two approaches were employed: a pressure integration method and a momentum conservation method. The pressure integration method included an extension of the rigid body formula in the flexible body formula. The momentum conservation method used the same formula for the rigid body and the flexible body. To the knowledge of the authors, it was not easy to find validation data for the mean

drift force and added resistance on a flexible body. Therefore, an indirect validation was conducted by comparison of numerical results using a different approach.

As a test model for mean drift force, a virtual rectangular barge model was used. The motion and mean drift force on the rigid barge were compared with the results of the commercial software, WADAM. The results of WADAM and the result of present method show good agreement each other. For the flexible barge, the results of the pressure integration and momentum conservation method are compared. The results of two methods show almost same results for the flexible barge. In the head sea condition, the mean drift force of a flexible barge decreased more than that of a rigid barge near the similar wave length with barge length. The decrease in relative wave elevation due to flexile deformation appeared to be the main cause of the decreases in drift force. In the oblique sea condition, the x-direction drift force increased more than that of a rigid body near the natural frequency of the two-node vertical motion. The dominant contribution of the increase in drift force was the change of relative wave elevation and normal vector due to the deformation of the flexible body.

In the computation of added resistance on flexible body, the slender and blunt modified Wigley models were used. The motion response and added resistance of rigid body were compared with the results of experiment. For rigid body, the result of present method shows good agreement with experiment results. For the added resistance on flexible body, the results of two numerical methods show good correspondences with each other. The added resistance of flexible body shows similar tendency with the drift force of flexible body. Add resistance increased near the natural frequency of vertical modes and decreased near the similar wave length with ship length.

The rectangular barge model for drift force and two modified Wigley models for added resistance models are the virtual models to study the effect of flexible deformation on the mean drift force and added resistance. These virtual models are more flexible than that of real barge and ship. In order to identify the effect on real ship, the presented method is applied to the lifelike ship, 18,000 TEU container ship. For the 18,000 TEU container ship, the flexible deformation of ship was small and the change of added resistance was also small. Compared to the rigid body, a slight decrease of added resistance was observed near the similar wave length with ship length.

Keywords: Added resistance in waves, Drift force, Rankin panel method, Pressure integration method, Momentum conservation method, Hydroelasticity
Student Number: 2012-30286