

MPS 法による津波中の浮体挙動および衝突力の推定に関する研究

平成 29 年 1 月

日本大学大学院理工学研究科博士後期課程

海洋建築工学専攻

村 田 一 城

□

—目 次—

目次

The list of figures

The list of tables

第1章 序 論	1
1.1 研究背景	3
1.2 既存の研究	9
1.3 研究目的	12
1.4 研究概要	13
第2章 MPS 法による津波中の浮体挙動と衝突力推定モデル	15
2.1 MPS 法 (Moving Particle Semi-implicit Method)	17
2.1.1 支配方程式	17
2.1.2 重み関数	18
2.1.3 勾配モデル	19
2.1.4 拡散モデル	20
2.2 アルゴリズム	21
2.3 勾配計算に対する高精度化手法	24
2.4 境界条件	26
2.4.1 自由表面境界	26
2.4.2 壁境界	28
2.4.3 造波境界	29
2.5 浮体のモデル化	31
2.5.1 剛体モデル	31
2.5.2 弾性体モデル	35
2.6 摩擦力のモデル化	44
2.7 シミュレーションの高速化	48
第3章 水槽実験および解析解による本手法の妥当性に関する評価	51
3.1 衝撃波圧の再現に関する妥当性の評価	53
3.1.1 水槽実験と MPS 法による再現計算	53

3.2 弾性体モデルの変形に対する応力と運動量の妥当性の評価.....	67
3.2.1 正弦波状の変位に対する応力に関する検討.....	67
3.2.2 3次元弾性梁における運動量の保存性に関する検討.....	72
3.2.3 剛体モデルと弾性体モデルの計算時間刻みへの依存性に関する検討.....	78
3.3 物体間摩擦モデルの妥当性の評価.....	86
3.3.1 傾斜試験による物体の滑り出しに関する検討.....	86
第4章 建築物からの反射流の影響がない場合の浮体の漂流挙動特性.....	91
4.1 津波規模と漂流挙動の関係.....	93
4.1.1 数値シミュレーション概要.....	93
4.1.2 結果および考察.....	100
4.2 喫水の変化と漂流挙動の関係.....	107
4.2.1 数値シミュレーション概要.....	108
4.2.2 結果および考察.....	110
4.3 遡上時の津波先端部と浮体の乗り上がり位置の違いによる漂流挙動の関係.....	118
4.3.1 数値シミュレーション概要.....	118
4.3.2 結果および考察.....	122
第5章 建築物からの反射流がある場合の浮体の漂流および衝突特性.....	137
5.1 数値シミュレーション概要.....	139
5.1.1 建築物設置想定位置および規模.....	140
5.1.2 弾性体モデルによる浮体剛性の設定および数値計算.....	143
5.2 結果および考察.....	148
5.2.1 漂流から衝突応答の一連の挙動.....	148
5.2.2 衝突挙動.....	165
第6章 結 論.....	181
謝 辞.....	185
参考文献.....	189
Appendix A 研究業績.....	193
Appendix B 学歴・職歴.....	198
Appendix C 受賞歴.....	199

The list of figures

Fig. 1.1-1 Prior occurrence 1	5
Fig. 1.1-2 Displacement of ASIA SYMPHONY	5
Fig. 1.1-3 Prior occurrence 2	6
Fig. 1.1-4 Prior occurrence 3	6
Fig. 1.1-5 Prior occurrence 4	7
Fig. 1.1-6 Prior occurrence 5	7
Fig. 1.1-7 Prior occurrence 6	8
Fig. 2.1-1 Interaction between particles.....	18
Fig. 2.1-2 Laplacian model	19
Fig. 2.1-3 Laplacian model.....	20
Fig. 2.2-1 Simulation algorithm of the MPS method.....	23
Fig. 2.4-1 Image of free surface boundary detection in MPS method	26
Fig. 2.4-2 Concept of additional condition of free surface boundary detection.....	27
Fig. 2.4-3 Concept of wall boundary in MPS method	28
Fig. 2.4-4 Inflow boundary motion in MPS method.....	30
Fig. 2.4-5 Outflow boundary motion in MPS method	30
Fig. 2.5-1 Concept of inter particle displacement.....	37
Fig. 2.5-2 Relationship of rotation moment and shearing stress.....	40
Fig. 2.5-3 Simulation algorithm of the MPS method with object motion.....	43
Fig. 2.6-1 Concept of friction model.....	46
Fig. 2.6-2 Concept of friction model.....	46
Fig. 2.6-3 Simulation algorithm of the MPS method with friction model	47
Fig. 2.7-1 Simulation algorithm of the MPS method with OpenMP	49
Fig. 3.1-1 Tank experiment setup system.....	55
Fig. 3.1-2 Sectional plan of area A.....	55
Fig. 3.1-3 Tank experiment sectional setup system with structure	56
Fig. 3.1-4 Detail of elevation plan of structure.....	56

Fig. 3.1-5 Simulation setup system.....	57
Fig. 3.1-6 Wave elevation at P_0	59
Fig. 3.1-7 Flow velocity at P_0	59
Fig. 3.1-8 Wave elevation at P_1	59
Fig. 3.1-9 Flow velocity at P_1	59
Fig. 3.1-10 Wave elevation at P_2	60
Fig. 3.1-11 Flow velocity at P_2	60
Fig. 3.1-12 Wave elevation at P_3	60
Fig. 3.1-13 Flow velocity at P_3	60
Fig. 3.1-14 Wave elevation at P_4	61
Fig. 3.1-15 Flow velocity at P_4	61
Fig. 3.1-16 Pressure at P_1 (H_1).....	63
Fig. 3.1-17 Pressure at P_1 (H_2).....	63
Fig. 3.1-18 Pressure at P_1 (H_3).....	63
Fig. 3.1-19 Pressure at P_2 (H_1).....	64
Fig. 3.1-20 Pressure at P_2 (H_2).....	64
Fig. 3.1-21 Pressure at P_2 (H_3).....	64
Fig. 3.1-22 Pressure at P_3 (H_1).....	65
Fig. 3.1-23 Pressure at P_3 (H_2).....	65
Fig. 3.1-24 Pressure at P_3 (H_3).....	65
Fig. 3.1-25 Pressure at P_4 (H_1).....	66
Fig. 3.1-26 Pressure at P_4 (H_2).....	66
Fig. 3.1-27 Pressure at P_4 (H_3).....	66
Fig. 3.2-1 Sine wave form of solid.....	68
Fig. 3.2-2 Simulation setup system.....	68
Fig. 3.2-3 Displacement of elastic body.....	68
Fig. 3.2-4 Comparison of pressure.....	70
Fig. 3.2-5 Comparison of normal stress.....	70
Fig. 3.2-6 Comparison of Koshizuka. et.al. model (pressure).....	71
Fig. 3.2-7 Comparison of Koshizuka. et.al. model (normal stress).....	71
Fig. 3.2-8 Simulation setup system.....	72
Fig. 3.2-9 Momentum of elastic body.....	73
Fig. 3.2-10 Animation results 1.....	74

Fig. 3.2-11 Animation results 2.....	77
Fig. 3.2-12 Simulation setup system.....	78
Fig. 3.2-13 Comparison of maximum impact force in simulation dt (rigid body).....	82
Fig. 3.2-14 Comparison of maximum impact force in simulation dt (rigid and elastic body).....	82
Fig. 3.2-15 Comparison of impact force in time series (rigid body).....	83
Fig. 3.2-16 Comparison of impact force in time series (elastic body).....	83
Fig. 3.2-17 Comparison of impulse in simulation dt (rigid body).....	84
Fig. 3.2-18 Comparison of impulse in simulation dt (rigid and elastic body).....	84
Fig. 3.2-19 Animation results ($dt=5.0 \times 10^{-2}$ s).....	85
Fig. 3.3-1 Simulation setup system.....	87
Fig. 3.3-2 Simulation grid data (three dimensions).....	88
Fig. 3.3-3 Comparison of result (two dimensions).....	90
Fig. 3.3-4 Comparison of result (three dimensions).....	90
Fig. 4.1-1 Simulation area.....	95
Fig. 4.1-2 ASIA SYMPHONY.....	96
Fig. 4.1-3 Wave elevation at H_1	97
Fig. 4.1-4 X -fluid velocity at V_1	97
Fig. 4.1-5 Simulation setup system.....	99
Fig. 4.1-6 Picture of simulation grid data.....	99
Fig. 4.1-7 Behavior of float (Case 1).....	102
Fig. 4.1-8 Behavior of float (Case 2).....	102
Fig. 4.1-9 Behavior of float (Case 3).....	102
Fig. 4.1-10 Space distribution of wave elevation and fluid velocity on quay (Case 1).....	103
Fig. 4.1-11 Space distribution of wave elevation and fluid velocity on quay (Case 2).....	103
Fig. 4.1-12 Space distribution of wave elevation and fluid velocity on quay (Case 3).....	103
Fig. 4.1-13 Animation results without float (Case 1).....	104
Fig. 4.1-14 Animation results without float (Case 2).....	105
Fig. 4.1-15 Animation results without float (Case 3).....	106
Fig. 4.2-1 Simulation setup system.....	108
Fig. 4.2-2 Maximum float x direction velocity in each case.....	112
Fig. 4.2-3 Comparison of draft of float x direction velocity in time series (Case 1).....	113
Fig. 4.2-4 Comparison of draft of float y direction velocity in time series (Case 1).....	113

Fig. 4.2-5 Comparison of draft of float x direction displacement in time series (Case 1)	113
Fig. 4.2-6 Comparison of draft of float y direction displacement in time series (Case 1)	113
Fig. 4.2-7 Comparison of draft of float x direction velocity in time series (Case 2).....	114
Fig. 4.2-8 Comparison of draft of float y direction velocity in time series (Case 2).....	114
Fig. 4.2-9 Comparison of draft of float x direction displacement in time series (Case 2)	114
Fig. 4.2-10 Comparison of draft of float y direction displacement in time series (Case 2)	114
Fig. 4.2-11 Comparison of draft of float x direction velocity in time series (Case 3).....	115
Fig. 4.2-12 Comparison of draft of float y direction velocity in time series (Case 3).....	115
Fig. 4.2-13 Comparison of draft of float x direction displacement in time series (Case 3)	115
Fig. 4.2-14 Comparison of draft of float y direction displacement in time series (Case 3)	115
Fig. 4.2-15 Fluid depth at quay edge in each case	116
Fig. 4.2-16 X -fluid velocity at quay edge in each case	116
Fig. 4.2-17 Flow volume at quay edge in each case	116
Fig. 4.3-1 Simulation setup system.....	118
Fig. 4.3-2 Water elevation at H_1	119
Fig. 4.3-3 X -fluid velocity at V_1	119
Fig. 4.3-4 Set point of float.....	120
Fig. 4.3-5 Maximum float x direction velocity in each draft	125
Fig. 4.3-6 Maximum float y direction velocity in each draft	125
Fig. 4.3-7 Comparison of draft of float x direction velocity in time series (distance = 2.0m).....	126
Fig. 4.3-8 Comparison of draft of float y direction velocity in time series (distance = 2.0m).....	126
Fig. 4.3-9 Comparison of draft of float x direction displacement in time series (distance = 2.0m).....	126
Fig. 4.3-10 Comparison of draft of float y direction displacement in time series (distance = 2.0m).....	126
Fig. 4.3-11 Comparison of draft of float x direction velocity in time series (distance = 1.5 B).....	127
Fig. 4.3-12 Comparison of draft of float y direction velocity in time series (distance = 1.5 B).....	127
Fig. 4.3-13 Comparison of draft of float x direction displacement in time series (distance = 1.5 B)	127
Fig. 4.3-14 Comparison of draft of float y direction displacement in time series (distance = 1.5 B)	127
Fig. 4.3-15 Comparison of draft of float x direction velocity in time series (distance = 2.5 B).....	128
Fig. 4.3-16 Comparison of draft of float y direction velocity in time series (distance = 2.5 B).....	128
Fig. 4.3-17 Comparison of draft of float x direction displacement in time series (distance = 2.5 B)	128
Fig. 4.3-18 Comparison of draft of float y direction displacement in time series (distance = 2.5 B)	128
Fig. 4.3-19 Fluid depth at quay edge in time series	129
Fig. 4.3-20 X -fluid velocity at quay edge in time series	129

Fig. 4.3-21 Flow volume at quay edge in time series	129
Fig. 4.3-22 Fluid depth at coordinate of max v_x of float in time series	130
Fig. 4.3-23 X -fluid velocity at coordinate of max v_x of float in time series	130
Fig. 4.3-24 Flow volume at coordinate of max v_x of float in time series	130
Fig. 4.3-25 Animation results (distance = 2.0m, $d_{ship}=4.0m$)	131
Fig. 4.3-26 Animation results (distance = 1.5 B , $d_{ship}=4.0m$).....	132
Fig. 4.3-27 Animation results (distance = 2.5 B , $d_{ship}=4.0m$).....	133
Fig. 4.3-28 Animation results (distance = 2.0m, $d_{ship}=7.0m$)	134
Fig. 4.3-29 Animation results (distance = 1.5 B , $d_{ship}=7.0m$).....	135
Fig. 4.3-30 Animation results (distance = 2.5 B , $d_{ship}=7.0m$).....	136
Fig. 5.1-1 Simulation setup system.....	141
Fig. 5.1-2 Surface of section of float and double hull.....	144
Fig. 5.1-3 Second moment of area	145
Fig. 5.1-4 Length of structure	147
Fig. 5.2-1 Dimensionless quantity of float x direction velocity in $l_{structure}/L_{ship}$	150
Fig. 5.2-2 X direction velocity of float in time series ($l_{structure}/L_{ship} = 0.3$)	151
Fig. 5.2-3 X direction velocity of float in time series ($l_{structure}/L_{ship} = 0.6$)	151
Fig. 5.2-4 X direction velocity of float in time series ($l_{structure}/L_{ship} = 0.8$)	151
Fig. 5.2-5 X direction velocity of float in time series ($l_{structure}/L_{ship} = 1.0$)	152
Fig. 5.2-6 X direction velocity of float in time series ($l_{structure}/L_{ship} = 1.5$)	152
Fig. 5.2-7 Animation results ($l_{structure}/L_{ship} = 0.3$, distance = 2.0m, displacement mode)	153
Fig. 5.2-8 Animation results ($l_{structure}/L_{ship} = 0.3$, distance = 2.0m, absolute velocity mode)	154
Fig. 5.2-9 Animation results ($l_{structure}/L_{ship} = 1.5$, distance = 2.0m, displacement mode)	155
Fig. 5.2-10 Animation results ($l_{structure}/L_{ship} = 1.5$, distance = 2.0m, absolute velocity mode)	156
Fig. 5.2-11 Animation results ($l_{structure}/L_{ship} = 0.3$, distance = 1.5 B , displacement mode)	157
Fig. 5.2-12 Animation results ($l_{structure}/L_{ship} = 0.3$, distance = 1.5 B , absolute velocity mode).....	158
Fig. 5.2-13 Animation results ($l_{structure}/L_{ship} = 1.5$, distance = 1.5 B , displacement mode)	159
Fig. 5.2-14 Animation results ($l_{structure}/L_{ship} = 1.5$, distance = 1.5 B , absolute velocity mode).....	160
Fig. 5.2-15 Animation results ($l_{structure}/L_{ship} = 0.3$, distance = 2.5 B , displacement mode)	161
Fig. 5.2-16 Animation results ($l_{structure}/L_{ship} = 0.3$, distance = 2.5 B , absolute velocity mode).....	162
Fig. 5.2-17 Animation results ($l_{structure}/L_{ship} = 1.5$, distance = 2.5 B , displacement mode)	163
Fig. 5.2-18 Animation results ($l_{structure}/L_{ship} = 1.5$, distance = 2.5 B , absolute velocity mode).....	164

Fig. 5.2-19 Total impulse (distance = 2.0m).....	167
Fig. 5.2-20 Total impulse (distance = 1.5B).....	167
Fig. 5.2-21 Total impulse (distance = 2.5B).....	167
Fig. 5.2-22 Fluid impulse.....	168
Fig. 5.2-23 Tsunami impact force	168
Fig. 5.2-24 Comparison of each force ($l_{structure}/L_{ship} = 0.3$, distance = 2.0m).....	169
Fig. 5.2-25 Comparison of each force ($l_{structure}/L_{ship} = 0.6$, distance = 2.0m).....	169
Fig. 5.2-26 Comparison of each force ($l_{structure}/L_{ship} = 0.8$, distance = 2.0m).....	169
Fig. 5.2-27 Comparison of each force ($l_{structure}/L_{ship} = 1.0$, distance = 2.0m).....	170
Fig. 5.2-28 Comparison of each force ($l_{structure}/L_{ship} = 1.5$, distance = 2.0m).....	170
Fig. 5.2-29 Comparison of each force ($l_{structure}/L_{ship} = 0.3$, distance = 1.5B).....	171
Fig. 5.2-30 Comparison of each force ($l_{structure}/L_{ship} = 0.6$, distance = 1.5B).....	171
Fig. 5.2-31 Comparison of each force ($l_{structure}/L_{ship} = 0.8$, distance = 1.5B).....	171
Fig. 5.2-32 Comparison of each force ($l_{structure}/L_{ship} = 1.0$, distance = 1.5B).....	172
Fig. 5.2-33 Comparison of each force ($l_{structure}/L_{ship} = 1.5$, distance = 1.5B).....	172
Fig. 5.2-34 Comparison of each force ($l_{structure}/L_{ship} = 0.3$, distance = 2.5B).....	173
Fig. 5.2-35 Comparison of each force ($l_{structure}/L_{ship} = 0.6$, distance = 2.5B).....	173
Fig. 5.2-36 Comparison of each force ($l_{structure}/L_{ship} = 0.8$, distance = 2.5B).....	173
Fig. 5.2-37 Comparison of each force ($l_{structure}/L_{ship} = 1.0$, distance = 2.5B).....	174
Fig. 5.2-38 Comparison of each force ($l_{structure}/L_{ship} = 1.5$, distance = 2.5B).....	174
Fig. 5.2-39 Dimensionless quantity of impulse	176
Fig. 5.2-40 Animation results ($l_{structure}/L_{ship} = 0.6$, distance = 2.0m).....	177
Fig. 5.2-41 Animation results ($l_{structure}/L_{ship} = 0.6$, distance = 1.5B).....	178
Fig. 5.2-42 Animation results ($l_{structure}/L_{ship} = 0.6$, distance = 2.5B).....	179

The list of tables

Table 1.1-1 Outline of tsunami damage of each ship scale.....	4
Table 1.1-2 Detail of float condition (ASIA SYMPHONY).....	5
Table 1.1-3 Detail of float condition (GLOVIS MERCURY).....	6
Table 1.1-4 Detail of float condition (name unknown).....	7
Table 1.1-5 Detail of float condition (PAC ATHENA).....	7
Table 1.1-6 Detail of float condition (C.S.VICTORY).....	8
Table 1.1-7 Detail of float condition (SIDER JOY).....	8
Table 3.1-1 Simulation condition.....	57
Table 3.2-1 Simulation condition.....	68
Table 3.2-2 Simulation condition.....	72
Table 3.2-3 Simulation condition.....	78
Table 3.2-4 Ratio of impulse from case of $dt = 1.0 \times 10^{-4}$	84
Table 3.3-1 Simulation condition.....	88
Table 3.3-2 Friction coefficient.....	88
Table 4.1-1 Detail of float condition.....	96
Table 4.1-2 Detail of simulation condition.....	98
Table 4.2-1 Detail of draft of float.....	108
Table 4.2-2 Simulation condition.....	109
Table 4.2-3 Comparison of displacement.....	117
Table 4.2-4 Comparison of displacement.....	117
Table 4.2-5 Comparison of displacement.....	117
Table 4.3-1 Detail of distance condition.....	120
Table 4.3-2 Simulation condition.....	121
Table 5.1-1 Detail of float condition.....	142
Table 5.1-2 Detail of structure condition.....	142
Table 5.1-3 Scale of structure and float.....	142
Table 5.1-4 Detail of float stiffness.....	145

Table 5.1-5 Simulation condition.....	146
Table 5.2-1 Detail of collision phenomena	150
Table 5.2-2 Comparison of tsunami impact force of calculation formula and simulation result	176

第 1 章

序 論

1.1. 研究背景

2011年3月11日東北地方太平洋沖地震で発生した津波（ここでは2011年東北太平洋地震津波と呼ぶ）は、地震発生から約30分後に東北地方太平洋沿岸に來襲し、甚大な被害を発生させた。国土交通省や警察庁などの公的機関による報告を分析すると、津波がライフラインや社会基盤に及ぼした被害は、① 陸上構造物の倒壊、② 原油貯蓄施設からの燃料漏えいと火災の発生、③ 船舶乗り上がりによる座礁と港湾機能の損失、④ 漂流物による陸海の物流路の閉塞による復旧や経済活動の停滞に分けることができ出来る。これらの①～④の被害の主な要因は、沿岸域に存在する船舶、コンテナ、家屋、車両等の漂流および衝突であり、沿岸域の津波被害の拡大は、漂流物の衝突によって生じていた。したがって、津波防災あるいは減災の対策を講じる上では、物体の漂流挙動や衝突現象を推定することが必要である。

沿岸域の船舶による津波被害の事例；

津波被害は、津波の作用そのものによって引き起こされる直接被害と、漂流物の衝突による構造物の破壊などの2次被害に分けることができる。多くの漂流物の中で船舶は大質量であるために、衝突による被害は甚大になる。船舶の陸域への乗り上げ現象については、1993年北海道南西沖地震津波の奥尻島や、2004年スマトラ島沖地震津波においても報告されているが、2011年東北太平洋地震津波の際には、重要港湾内の大型船舶の漂流により甚大な被害が生じた。従来は、大型船舶が大質量で大喫水のために陸上への遡上は想定されていなかったが、2011年東北太平洋地震津波はこの想定を大きく上回ったための大被害であった。

そこでまず本研究では、2011年東北太平洋地震津波による大型船舶の漂流および衝突事例を調査し、次の代表的な6隻の船舶の被災状況を整理した。船舶規模と発生被害内容を比較してTable 1.1-1に示す。ここで、発生被害内容は、① 係留索破断の有無、② 陸域若しくは海域への漂流、③ 海底座礁、④ 岸壁乗り上げ座礁、⑤ 他の構造物との衝突の有無とした。

- | | |
|-------------------------|--|
| I. 貨物船「ASIA SYMPHONY」 | (Refer fig. 1.1-1, fig. 1.1-2 and table 1.1-2) |
| II. 貨物船「GLOVIS MERCURY」 | (Refer fig. 1.1-3 and table 1.1-3) |
| III. ケミカルタンカー「名称不明」 | (Refer fig. 1.1-4 and table 1.1-4) |
| IV. コンテナ船「PAC ATHENA」 | (Refer fig. 1.1-5 and table 1.1-5) |
| V. 貨物船「C.S.VICTORY」 | (Refer fig. 1.1-6 and table 1.1-6) |
| VI. 貨物船「SIDER JOY」 | (Refer fig. 1.1-7 and table 1.1-7) |

なお、各項目の被害状況については、港湾空港技術研究所¹⁾による資料や日本海難防止協会²⁾、国土交通省東北地方整備局^{3),4)}および中部地方整備局⁵⁾等の調査報告を参照した。

この船舶規模と発生被害内容の比較からわかることは、次の事項である。

- 陸域への漂流は総トン数7000程度が境となっており、5000トン級の船舶であると陸域への漂流は可能性として大きくなり、さらに他の構造物との衝突してしまう被害の連鎖は十分に生じる可能性が高い。
- 総トン数15000以上の船舶では岸壁に乗り上がりや陸域への漂流はなく、せいぜい浅瀬への乗り上げ程度であったこと。

本調査においては東北地方沿岸における代表的な事例について挙げているので、規模における被害状況の傾向はそれぞれの係留水域に来襲する津波規模や地形特性によって異なることから一義的には①～⑤の被害項目について断定はできないが、これらの事例により大まかな規模に対する被害の傾向を把握することが出来ているといえる。

さらに、船舶の損傷状況に着目して Fig. 1.1-1 における貨物船 ASIA SYMPHONY の被害写真をみると、船体の外板には漂流中に他の構造物との接触の痕跡がある。Fig. 1.1-2 は ASIA SYMPHONY の漂流軌跡をまとめた航空写真であるが、この船舶は陸上施設や岸壁に何度も接近するように漂流していることがわかる。このことは、船舶の漂流現象を明確にするためには、他の構造物との接触による摩擦の考慮も必要であることを示している。

以上のことから、2011年東北太平洋地震津波のような大規模津波を想定した港湾の防災あるいは減災計画に対しては、従来に考慮の必要性が挙げられていたコンテナ、車両、小型船舶等の漂流のみならず、総トン数が5000～7000の船舶の漂流による構造物への衝突や破壊を検討する必要がある、これらの漂流現象や構造物への衝突力を推定することが必要不可欠であることが示された。

Table 1.1-1 Outline of tsunami damage of each ship scale

G.T.	Breaking tether	Drift	Grounding (seabed)	Grounding (quay)	Collision
～5000	○	○	×	○	○
5000～	○	○	×	○	○
7000～	○	○	×	△	△
15000～	○	○	○	×	×
20000 and over	○	○	○	×	×

I. 貨物船 「ASIA SYMPHONY」 の事例

被災場所 : 釜石港

被災状況 : 津波により圧流され係留索が切断し、港湾内を暫く漂流したのちに釜石漁港魚市場前の岸壁に乗り上げ防潮堤と衝突した。衝突した防潮堤の対岸に位置する構造物や岸壁に衝突し多くの被害の連鎖を生んだ一例である。

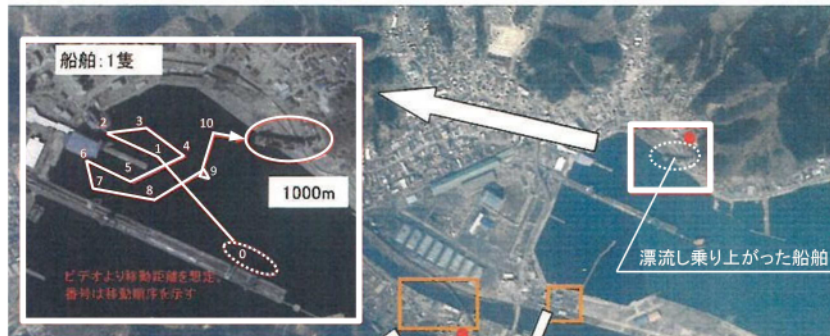


写真資料：本学研究室被災地調査写真



写真出典：沿岸被災地情報発信ページ 写真情報，東北地方整備局 震災伝承館

Fig. 1.1-1 Prior occurrence 1



資料提供：岩手県釜石港 港湾事務所

Fig. 1.1-2 Displacement of ASIA SYMPHONY

Table 1.1-2 Detail of float condition (ASIA SYMPHONY)

G.T.	(t)	4724.0
Length	(m)	120.0
Breadth	(m)	44.0
Height	(m)	7.0

II. 貨物船 「GLOVIS MERCURY」の事例

被災場所 : 仙台塩釜港

被災状況 : 当該船舶は港外避泊の措置を取られず岸壁に係留されたまま、船員は避難した。津波来襲後船体は津波に圧流されると共に係留索が破断したとされる。岸壁への乗り上がり後、沿岸建築物に衝突し、船首の一部が建物にめり込んだ。東日本大震災にて完全に岸壁に乗り上げた船舶として最大規模の1つとして挙げられる。



写真出典 : SHIP SPOTTING.COM, Shipwreck Log Tsunami Gallery

Fig. 1.1-3 Prior occurrence 2

Table 1.1-3 Detail of float condition (GLOVIS MERCURY)

G.T.	(t)	5472.0
Length	(m)	98.0
Breadth	(m)	13.0
Height	(m)	6.0

III. ケミカルタンカー 「名称不明」の事例

被災場所 : 八戸港

被災状況 : 造船所内の岸壁に係留されていた船舶である。津波来襲後、係留索が破断することで海域に漂流した。漂流中、船首の一部が荷捌き施設にぶつかり、やがて岸壁に突き刺さった状態で停止した。



写真出典 : 日本海難防止協会 2012 年度大地震及び大津波来襲時の航行安全対策に関する調査研究

Fig. 1.1-4 Prior occurrence 3

Table 1.1-4 Detail of float condition (name unknown)

G.T.	(t)	7522.0
Length	(m)	127.7
Breadth	(m)	19.6
Height	(m)	11.5

IV. コンテナ船 「PAC ATHENA」 の事例

被災場所 : 八戸港

被災状況 : 荷役中に津波に見舞われた事例である。緊急離棧しようとしたが、津波に圧流され、係留索が破断し、やがて防波堤内側の浅瀬に乗り上がった。



写真出典 : 国土交通省 中部地方整備局 港湾空港部

Fig. 1.1-5 Prior occurrence 4

Table 1.1-5 Detail of float condition (PAC ATHENA)

G.T.	(t)	20471.0
Length	(m)	178.0
Breadth	(m)	27.2
Height	(m)	10.6

V. 貨物船 「C.S.VICTORY」 の事例

被災場所 : 釜石港

被災状況 : 複数来襲する津波に流され、やがて防波堤内座礁し、浅瀬に乗り上げた。



写真出典 : WIKIMEDIA COMMONS

Fig. 1.1-6 Prior occurrence 5

Table 1.1-6 Detail of float condition (C.S.VICTORY)

G.T.	(t)	20212.0
Length	(m)	177.0
Breadth	(m)	28.0
Height	(m)	6.7

VI. 貨物船 「SIDER JOY」の事例

被災場所 : 石巻港

被災状況 : 造船所で建造中に被災した事例の1つである。他の船舶を巻き込みながら座礁し、浅瀬に乗り上がる形で静止した。



写真出典：時事ドットコムニュース東日本大震災船舶被害写真特集，Shipwreck Log Tsunami Gallery

Fig. 1.1-7 Prior occurrence 6

Table 1.1-7 Detail of float condition (SIDER JOY)

G.T.	(t)	15861.0
Length	(m)	157.0
Breadth	(m)	27.0
Height	(m)	6.3

1.2. 既存の研究

物体間の衝突問題は、自動車をはじめとする車両や航空機の壁体への衝突実験による取り組みが挙げられる。またこれらの衝突問題は、数多くの研究^{6),7),8)}がなされてきており所謂衝撃設計を扱う問題を扱う分野としては一般的な分野となりつつある⁹⁾。一方で土木工学や船舶海洋工学分野における津波による物体間の衝突問題の取り組みは、建築物に対するコンテナや木材等の衝突力推定に関する取り組みがなされており、流体との相互連成を考慮した津波中挙動特性に関して水槽実験をベースとして実施している^{10),11),12),13),14),15),16)}。しかし前節に挙げたような大質量となる船舶と建築物の衝突問題を扱った事例は少なく¹⁷⁾、船舶の津波中挙動や衝突力特性に関する知見は未だ得られていない現状にある。また津波中の船舶の衝突問題を実験ベースで扱う場合は、他の衝突実験以上に難しい。この理由は、① 実験ベースでは大型の船舶の衝突現象や周期の長い津波現象の再現コストが膨大にかかること、② 建築物からの反射流の影響を考慮した大質量である浮体と流体との相互干渉を含めた衝突現象の再現が困難であること、以上の要因が強いと考えられる。①については、比較的小規模な津波漂流物の場合は剛性を含めた衝突現象の再現は可能であるが、大型の船舶を取り扱うとなると規模に対する試験体の剛性の取り扱いが難しく、例えば船舶外板の剛性について幾何学的相似条件を満足するように設定しようとする、外板厚さは部材としての構造強度がない程に薄くなってしまふ。また②においては、津波による浮体の陸上への一連の被害の現象の把握を行うためには、津波発生→津波伝播→陸への遡上→陸の地形を考慮した侵入といったように、浮体は流体と強く連成しながら漂流や衝突することが考えられ、現象として非線形性が強い。すなわち浮体の津波中における衝突問題は、非線形性の強い流体の流れ場の現象の中で時々刻々と挙動・接触・衝突を繰り返すこととなるため、自動車のような気中における物体の衝突問題を取り扱う以上に複雑なものとなる。

以上の問題に対して、浮体の漂流および衝突現象を予測する有力な手法としては数値シミュレーションが挙げられるが、これらの現象を推定する技術開発が数値シミュレーション上要求される。MPS (Moving Particle Semi-implicit) 法は越塚ら¹⁸⁾によって開発された非圧縮性流体のための数値解析手法であり、大変形した自由表面処理が格子法よりも容易な方法である。浮体の数値モデル化についても、浮体—流体間に特別な境界条件を与えず波浪場中浮体運動が解けることから津波中挙動問題の取り扱いについて考え易い。

ここで MPS 法を用いた津波漂流物の挙動や衝突力の推定を扱った研究は、後藤ら¹⁹⁾や増田ら²⁰⁾、相田²¹⁾が挙げられる。後藤ら¹⁹⁾および増田ら²⁰⁾は、漂流物についてコンテナ⁷⁾や任意の規模の浮体²⁰⁾等を対象として陸上漂流中における浮体挙動や建築物への衝突力について定性的に検討している。漂流物と建築物をそれぞれ剛体として取り扱い、衝突によって建築物側で得られた粒子の圧力値を接触面の積分値によって衝突力を評価しており、増田ら²⁰⁾は水槽実験との比較から

衝突力の推定手法としての有用性を言及している。しかし、数値シミュレーション上において構造物が持つ剛性が事実上定義されていなく、浮体が及ぼす衝突力の評価手法としてその精度を十分に検討した記述がない。さらに MPS 法での剛体間の衝突による両者の見かけの剛性は、計算時間刻みによって変化してしまうことが相田²¹⁾によって指摘されており、計算上では実質弾性的に振る舞ってしまう。したがって、MPS 法において物体間の衝突問題を扱う上では、剛体-剛体として評価することは十分とはいえない。ここで相田²¹⁾は、前述した後藤ら¹⁹⁾および増田ら²⁰⁾の課題点から、浮体によって衝突される建築物を数値境界として定義する手法（以降、仮想弾性境界手法）を提案し、その精度検証を水槽実験との妥当性により明確にしている。しかし、衝突時は角の衝突を根本的な想定としており船体の面全体で接触する現象が考慮できない点や、仮想弾性境界として定義された建築物は流体との連成問題を考慮しておらず、建築物から発生する津波の反射流の影響が生じる場合の衝突力の推定ができない。すなわち、仮想弾性境界と定義する建築物は、比較的幅の狭い柱やピロティを有する建築物への被害検討の範囲に留まる。

一般に、数値シミュレーション上では剛体同士の実用的な衝突力は求めることができない。この理由は、剛体と剛体の衝突では、衝突による物体の変形が生じないために衝突時間が 0 になる。すなわち、どのような運動量があろうとも力積は 0 になり、力積と運動量の変化は等しいという法則が成り立たないからである。MPS 法における剛体モデルは物体の速度の計算は行えるので、衝突物体間の剛性を仮定することができれば衝突力を求めることが可能ともいえる。しかし、ある任意の衝突速度に対して計算時間刻みを変化させていくと、条件によっては壁境界をすり抜けてしまうことが報告²¹⁾されており、MPS 法の剛体モデルによる物体間の衝突問題を考えていく上では、仮想の剛性を与える他に物体の変形を扱う必要があると考えられる。

ここで、建築物には RC 造や SRC 造、木造といったように多種多様な構造形式が挙げられる。さらに、浮体においてはコンテナ船や貨物船のような大型浮体以外にも、作業台船や浮棧橋のような小中規模の船種が考えられる。物体間の衝突には物体そのものの剛性を決定する必要があるが、この条件設定はそれぞれの構造物によって異なることから数値シミュレーションにおけるモデル化が極めて困難な課題となっている。また、浮体は船舶のような船首尾に対して非対称な形状を有しており、複雑な 3 次元形状を再現する上では計算メッシュの作成に大変な労力が必要となる。ここで、越塚ら^{22),23)}や宋ら²⁴⁾は物体の変形や応力解析を扱っていく上で、MPS 法における厚肉弾性体モデルを提案している。これは物体を粒子そのものによって再現することで、上述した空間分割に頼ることなく船舶形状等も容易に扱える。上記に挙げた弾性体モデルを用いた津波現象への試みは小笠原ら²⁵⁾が挙げられ、段波上の津波による沿岸構造物への津波荷重解析の適用性を検討している。しかし、実施項目としては作用した津波による沿岸構造物の変形量や移動量のみであり、流体の振る舞いを考慮した数値シミュレーション手法の妥当性の検討を行っておらず十分な考察が示されていない。さらに津波漂流物と構造物間の衝突現象を対象としていないこ

とからも根本的に津波漂流物による衝突力解析を考慮する上では提案モデルへの実用計算上の有用性について課題が残ると考えられる。ただし越塚ら^{22),23)}宋ら²⁴⁾が提案する厚肉弾性体モデルは、物体間の剛性を数値計算上考慮することが出来る点において非常に有用性が高い手法であると考えられる。

一方で物体間に働く摩擦問題について取り扱っているのは後藤ら¹⁹⁾や稲垣ら²⁶⁾、田中ら²⁷⁾、相田ら²⁸⁾が挙げられる。後藤ら¹⁹⁾はコンテナの陸域の漂流挙動について岸壁間との摩擦の影響によって挙動の変化が生じていることを示しているが、具体的な摩擦係数の設定に関する記述がなく数値シミュレーション中における物体間の摩擦問題の取り扱いについて不明である。また、稲垣ら²⁶⁾は厚肉弾性体モデルに対して物体表面間の摩擦問題を取り扱った手法を提案している。この摩擦モデルは田中ら²⁷⁾が提案した剛体モデルでの他の物体との接触問題にペナルティ法概念を拡張した手法を用いており、物体間の若干ののめり込み量を許容し、その量に対して人工的な反発力を与える概念を接触面への接線方向に作用するように拡張した手法である。しかし、反発力や摩擦力を定義するために人工的なバネ定数を定義しており、計算時間刻みによっては計算が不安定となる問題点が指摘されている。衝突中における摩擦力の問題は微小時間内での現象となることから、計算時間刻みに対して不安定となる要素が強いこれらの手法は適切でないといえる。また、相田ら²⁸⁾は MPS 法における津波作用時のコンテナ群の荷崩れと漂流現象に関する数値シミュレーションの中で、岸壁-コンテナの摩擦問題を扱っている。この手法は、MPS 法の物体計算直後に、接触している面の粒子の圧力の積分値によって得られた垂直抗力を求め、現在の位置と得られた次ステップの位置の差から摩擦により動くべき位置に再度物体を修正する手法を用いることで摩擦現象を再現している。相田ら²⁸⁾によるモデルは大きな摩擦係数の場合でも数値計算上において不安定になることはなく、さらに田中ら¹⁷⁾や稲垣ら¹⁶⁾が示すような数値計算上の人工的な係数の取り扱いもないことから、計算コストとして十分に有用な手法であるといえる。しかし、物体表面間に設ける摩擦係数の設定値が理論上の値に対して2倍程度大きく設定しなければならなく、摩擦モデルとしての実用計算手法として十分とはいえない。さらに対象とする物体は剛体モデルを取り扱っていることから物体の表面に作用する摩擦力の影響による変形や応力の評価までは考慮されておらず、接触や衝突時の物体の挙動解析手法として開発の余地があるといえる。

以上から、津波中の浮体の漂流および衝突問題に関する既存の研究を詳細に調べたところ、現象そのものの解明においては数値シミュレーション手法における推定が有効な手段であると考えられ、その中でも物体形状や浮体の数値モデル化と、剛性の取り扱いが容易に取り扱うことのできる MPS 法は、その現象を実用的に再現することに適しているといえる。しかし、建築物による津波の反射流の影響を強く受けながら漂流する浮体と、他の構造物との接触および衝突問題が再現可能な数値シミュレーション手法は、十分に整備されておらず開発途上にあるといえる。

1.3. 研究目的

そこで本研究は、津波による浮体の漂流や他の構造体との接触および衝突に関する一連の現象を推定可能な数値シミュレーション手法を MPS 法に適用し開発するとともに、本手法を用いて津波によって漂流した浮体の基本的な挙動と衝突特性について明らかにすることを目的とする。

そのためにまず、本研究では以下に示す課題について独自に取り組む。

- 1) 浮体の建築物との衝突現象予測手法として粒子法弾性体モデルを適用し、従来の MPS 法で考慮されていなかった物体間の接触・摩擦問題を考慮した流体—構造体の相互連成数値シミュレーション手法を開発する。また、本手法について解析解と実験値の比較から本手法の妥当性を示す。
- 2) 漂流物として最も質量のある船舶に着目し、その津波中挙動特性について本手法による数値計算結果から考察する。本研究では特に、津波規模や浮体重量、浮体の離岸距離について定量的な検討を行い、基本的な浮体の漂流挙動特性について明らかにする。
- 3) 2)から、建築物からの反射流がある場合の浮体の漂流および衝突特性について定量的に考察し、反射する流体の振る舞いによる衝突現象の特性を明らかにする。なお、浮体が建築物に与える衝突力については衝撃設計において一般的な考え方の一つである力積によって評価^{9),29)}し、津波のみによって建築物から受ける力積と衝突を考慮した複合力積の関係性について考察する。

1.4. 研究概要

本論は以下に示す構成によって作成されている。

第1章は「序論」であり、研究背景、取り組むべき課題、研究目的を示した。

第2章は、「MPS法による津波漂流物の挙動と衝突力予測モデルの開発」について、MPS法の理論および離散化式について示した。本章は7つの節によって構成されており、第1節では基本的なMPS法に関する粒子間相互作用モデルや支配方程式について、第2節では前節のMPS法の支配方程式から導出された関係式のアルゴリズムを詳細に示した。第3節は、従来のMPS法で問題となっていた長距離伝播時の波形の保存性が悪くなる点について、既存研究の取り組みからこれを改善した入部ら（2010年，2011年）の勾配計算高精度化手法の導入を示した。第4節はMPS法における境界条件，すなわち自由表面境界，壁境界，流入境界について示した。第5節はMPS法上の浮体の取り扱い，すなわち剛体および弾性体モデルに関するそれぞれのモデル化を示した。第6節は物体表面摩擦の取り扱いに関する手法の提案と，剛体および弾性体モデルへの適用方法を述べた。最後に第7節は数値シミュレーションの高速化手法について述べており，本モデル上での粒子探査法と圧力のポアソン方程式の解法，並列処理を示した。

第3章は、「水槽実験および解析解による本手法の妥当性に関する評価」として，本論によって提案した数値シミュレーション手法の妥当性と実用計算上の有用性を，水槽実験結果と解析解との比較から示した。本章は3つの節によって構成されており，第1節では流体と建築物の衝撃波圧の再現の妥当性に関する結果をまとめた。本節ではMPS法における勾配計算の高精度化モデルの実現象との再現性について考察した。第2節では弾性体モデルの変形に対する応力と運動量に関する妥当性の評価を示した。本節では弾性体に強制変位を与えた際の解析解との比較や，弾性体の時系列の運動量の比較に関する検討結果をまとめた。加えて，本節では剛体モデルと弾性体モデルの計算時間刻みへの依存性に関して，任意の物体と壁の衝突シミュレーションを実施し，MPS法における衝突力解析を行う上での弾性体モデルの優位性を示した。第3節では，物体表面摩擦モデルに関する滑動試験を，解析解と比較し妥当性を示した。

第4章は、「建築物からの反射流の影響がない場合の浮体の漂流挙動特性」について，本論によって開発した剛体摩擦モデルを用いて数値シミュレーションを行った。本章は3つの節によって構成されており，第1節では津波規模と漂流挙動の関係について検討した。本検討は静岡県清水

港新興津第1号岸壁の係留浮体を想定し、清水港において内閣府が予測する津波規模と同等の2ケースとそれらを上回る規模の津波を設定した。浮体は平均吃水を採用し、津波規模における最大漂流速度とその移動距離の関係性を考察した。第2節では前節の系統計算として、浮体重量による漂流挙動特性の変化を検討した。また浮体重量は吃水を変化させることで最大漂流速度の傾向を考察した。最後に第3節では、遡上時の津波先端部と浮体の乗り上がり位置の違いによる漂流挙動の関係について軽荷と満載吃水時に焦点を当てて検討した。遡上時の津波先端部との位置関係を考察するため、本検討では浮体と岸壁との離岸距離を変化させることでその傾向を調べた。

第5章は、「建築物からの反射流がある場合の浮体の漂流および衝突特性」について、本研究によって開発した弾性体摩擦モデルを用いて数値シミュレーションを行った。本章は2つの節によって構成されており、第1節では、数値シミュレーション概要を示した。計算条件は第4章第3節と同様の津波規模、離岸距離の状況を想定し、本節では浮体重量を軽荷吃水時について着目し、吃水、建築物の設置位置や、弾性体摩擦モデルにおける浮体の剛性の取り扱いを示した。第2節は、数値シミュレーションの結果に対して、浮体が及ぼす建築物への流体力を含んだ力積、衝突力、衝突加速度と、先行する津波の流量と建築物からの反射流との関係について考察した。

第6章は、本研究の全体をまとめて示し、得られた結論をまとめた。

第2章

MPS 法による津波中の浮体挙動と衝突力推定モデル

2.1. MPS 法 (Moving Particle Semi-implicit Method)

2.1.1. 支配方程式

MPS 法は勾配や発散といった微分演算子に対応する粒子間相互作用モデルを用意し、これらを微分方程式中の微分演算子に適用することによって離散化する。圧力を陰的に解き、他の物理量を陽的に解く半陰的解法である。

MPS 法は微分演算子に対応する粒子間相互作用モデルも用いて流体における連続体の支配方程式を離散化する。非圧縮性流れにおける支配方程式は連続の式(式[2.1-1])と Navier-Stokes 方程式(式[2.1-2])である。連続の式は質量保存則であり、密度の時間変化や速度の発散をゼロとする仮定から成り立つ。越塚²³⁾による MPS 法でも密度の時間変化がゼロとしている。すなわち非圧縮性流体の場合は一定容積での流れを示す。Navier-Stokes 方程式は運動量保存則であり、右辺第 1 項が圧力勾配項、第 2 項が粘性項、第 3 項が重力項である。以降 MPS 法の離散化およびアルゴリズムの記述は越塚²³⁾を参考にしている。

$$\frac{D\rho}{Dt} = 0 \quad (2.1-1)$$

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla P + \nu\nabla^2\mathbf{u} + \mathbf{g} \quad (2.1-2)$$

ただし、 ρ : 流体密度、 t : 時間、 \mathbf{u} : 粒子速度ベクトル、 P : 圧力、 ν : 動粘性係数、 \mathbf{g} : 重力による加速度ベクトルとする。以上からも MPS 法はラグランジュ法であるので、移流項を離散化する必要はなく、これによる数値粘性は生じない。

2.1.2. 重み関数

数値計算領域に存在する粒子は常に式(2.1-3)に示す重み関数に従って近傍粒子との相互作用を計算する。与えられる変数は各粒子の距離であり、ある任意の距離よりに対して短い場合にのみ相互作用が発生する。これにより、各粒子が受ける影響について空間の範囲を限定して計算処理を短縮している。ある任意の距離はMPS法においては影響半径と呼び式の中では r_e と表記する。

$$\omega(r) = \begin{cases} \frac{r_e}{r} - 1 & (0 \leq r \leq r_e) \\ 0 & (r_e \leq r) \end{cases} \quad (2.1-3)$$

ただし、 r_e ：影響半径、 r ：対象とする粒子までの距離とする。

ここで、MPS法の粒子間における密度は粒子数密度として定義される。粒子数密度は粒子 i の位置ベクトルとその近傍の粒子 j の位置ベクトルから重み関数を用い式(2.1-4)のように定義される。非圧縮流れの計算において流体の密度は一定であることから、MPS法ではこの粒子数密度を一定とすることで非圧縮条件を満足させている。なお、基準となる粒子数密度は数値シミュレーションの初めに計算する。この時、粒子数密度は一定値として定義する必要があるので十分に内部にある粒子で粒子数密度としなければならない。MPS法では非圧縮条件を満足させるために数値シミュレーション内では以降これを使い続ける。初期状態における粒子数密度は n^0 と表記し、基準粒子数密度と呼ぶ。

$$n_i = \sum_{j \neq i} \omega(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \quad (2.1-4)$$

ただし、 n_i ： i 粒子の粒子数密度、 \mathbf{r}_i ： i 粒子の位置ベクトル、 \mathbf{r}_j ： j 粒子の位置ベクトルとする。

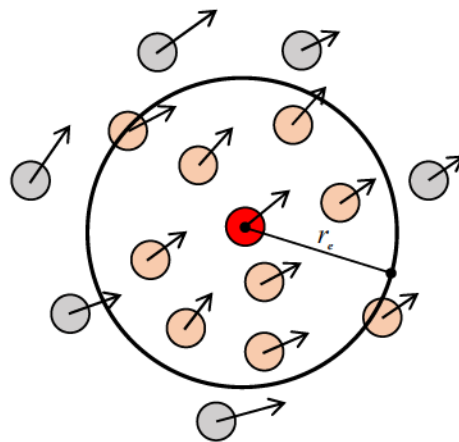


Fig. 2.1-1 Interaction between particles

2.1.3. 勾配モデル

勾配 (Gradient) モデルは式(2.1-5)で定義される。ただし、左辺における $\langle \rangle$ は粒子間相互作用モデルであることを記すための記号としている。勾配モデルはスカラー変数からベクトル変数を算出する演算子であり、粒子間相互作用モデルによる近傍粒子の重み付き平均として定義されている。なお、重み関数により平均化がなされていることから、 n^0 で除することで正規化している。

$$\langle \nabla \phi \rangle_i = \frac{d}{n^0} \sum_{j \neq i} \left[\frac{\phi_j - \phi_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \omega(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \right] \quad (2.1-5)$$

ただし、 d : 空間次元数, ϕ_i : i 粒子のもつスカラー量, ϕ_j : j 粒子のもつスカラー量とする。

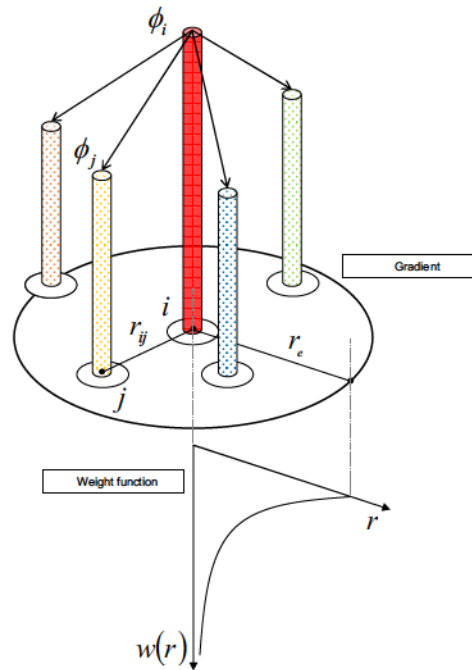


Fig. 2.1-2 Laplacian model

2.1.4. 拡散モデル

MPS 法における拡散 (Laplacian) モデルは式(2.1-6)で定義する。粒子 i の変数値の一部を近傍の粒子 j に重み関数の分布で分配することでモデル化している。また拡散モデルでは、統計的な分散の増加を解析解と一致させるために解析定数 λ を式(2.1-7)として導入している。この解析定数は基準となる粒子数密度と同様にシミュレーションの最初に十分に内部にある粒子で計算し、以降この値を使い続ける。

$$\langle \nabla^2 \phi \rangle_i = \frac{2d}{\lambda n^0} \sum_{j \neq i} [(\phi_j - \phi_i) \omega(|r_j - r_i|)] \quad (2.1-6)$$

$$\lambda = \frac{\sum_{j \neq i} |r_j - r_i|^2 \omega(|r_j - r_i|)}{\sum_{j \neq i} \omega(|r_j - r_i|)} \quad (2.1-7)$$

ただし、 λ : 解析定数とする。

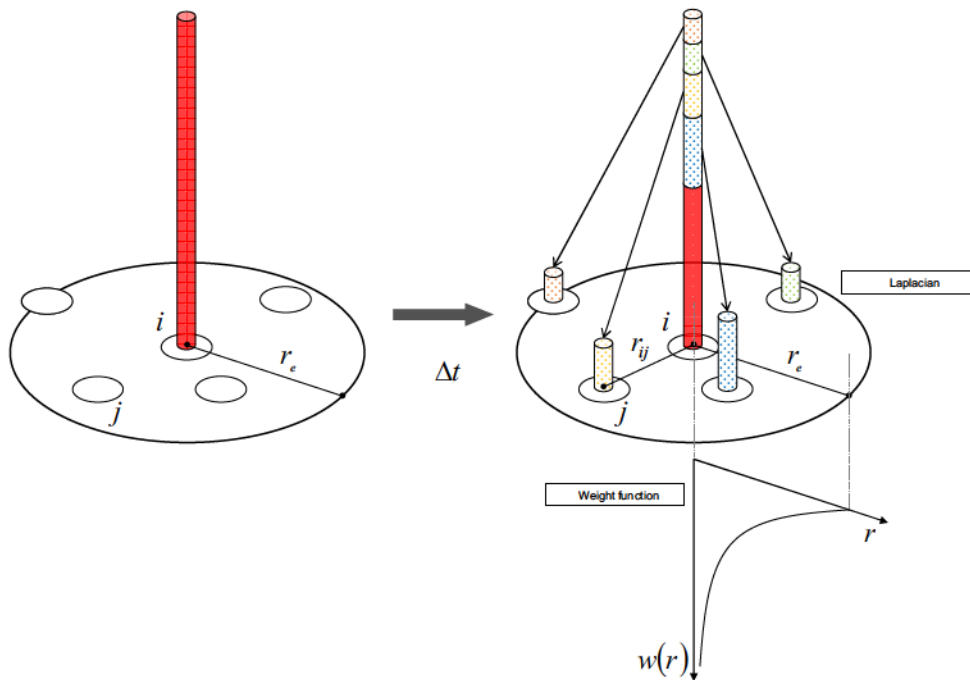


Fig. 2.1-3 Laplacian model

2.2. アルゴリズム

MPS法の計算アルゴリズムをFig.2.3-1に示す。MPS法は非圧縮性流れの計算アルゴリズムとして圧力項を陰的に解き、他を陽的に解く半陰解法である。陽的な部分である粘性項と外力項は時刻 k ステップでの値で計算し、陰的な部分である圧力勾配項および連続の式は時刻 $k+1$ ステップの値で計算する(式[2.2-1], 式[2.2-2])。

$$\left[\frac{D\rho}{Dt} \right]^{k+1} = 0 \quad (2.2-1)$$

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = - \left[\frac{1}{\rho} \nabla P \right]^{k+1} + [\nu \nabla^2 \mathbf{u}]^k + [\mathbf{g}]^k \quad (2.2-2)$$

式(2.2-2)ではまず、重力項と粘性項を陽的に計算する。式(2.2-3)で粒子の仮の速度を計算し、式(2.2-4)で粒子の仮の位置を求める。この計算は時刻 k ステップの値しか用いていないので与式に代入しそれを得る。

$$\mathbf{u}^* = \mathbf{u}^k + \Delta t [\nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{g}]^k \quad (2.2-3)$$

$$\mathbf{r}^* = \mathbf{r}^k + \Delta t \mathbf{u}^* \quad (2.2-4)$$

ただし、 \mathbf{u}^* : 仮の粒子速度ベクトル、 \mathbf{u}^k : k ステップでの粒子速度ベクトル、 \mathbf{r}^* : 仮の粒子の位置ベクトル、 \mathbf{r}^k : k ステップでの粒子の位置ベクトル、 Δt : シミュレーション時間刻みとする。

式(2.2-3)から分かるように、右辺第2項にラプラシアンが含まれている。ここで、式(2.2-5)のようにラプラシアンモデルを用いることで粘性項を求めていく。

$$\langle \nabla^2 \phi \rangle_i^k = \frac{2d}{\lambda n^0} \sum_{j \neq i} [(\mathbf{u}_j^k - \mathbf{u}_i^k) \omega(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|)] \quad (2.2-5)$$

ただし、 \mathbf{u}_i^k : i 粒子の k ステップでの粒子速度ベクトル、 \mathbf{u}_j^k : j 粒子の k ステップでの粒子速度ベクトルとする。

以上により、粘性項と外力項の計算が終わった段階において、式(2.2-6)で示すように仮の粒子数密度を計算する。この時点での粒子場は流体解析において非圧縮性を実現できていない。流体の非圧縮性流れを満足させるため、式(2.2-6)で求めた仮の粒子数密度を基準粒子数密度と一致させる必要がある。そこで、基準粒子数密度と仮の粒子数密度の差を式(2.2-7)から n'_i とおき、これが修正されるべき粒子数密度となる。同様にして粒子の位置や速度においても基準粒子数密度に一致させる際は式(2.2-8)、式(2.2-9)に示すように修正速度、修正位置を求めていく。

$$n_i^* = \sum_{j \neq i} \omega(|\mathbf{r}_j^* - \mathbf{r}_i^*|) \quad (2.2-6)$$

$$n^0 = n_i^{k+1} = n_i^* + n'_i \quad (2.2-7)$$

$$\mathbf{u}_i^{k+1} = \mathbf{u}_i^* + \mathbf{u}'_i \quad (2.2-8)$$

$$\mathbf{r}_i^{k+1} = \mathbf{r}_i^* + \mathbf{r}'_i \quad (2.2-9)$$

ただし, n_i^* : i 粒子の仮の粒子数密度, n_i^{k+1} : i 粒子の $k+1$ ステップでの粒子数密度, n'_i : i 粒子の修正されるべき粒子数密度, \mathbf{u}_i^{k+1} : i 粒子の $k+1$ ステップでの粒子速度ベクトル, \mathbf{u}_i^* : i 粒子の仮の粒子速度ベクトル, \mathbf{u}'_i : i 粒子の修正されるべき粒子速度ベクトル, \mathbf{r}_i^{k+1} : i 粒子の $k+1$ ステップでの粒子位置ベクトル, \mathbf{r}_i^* : 粒子の仮の粒子位置ベクトル, \mathbf{r}'_i : i 粒子の修正されるべき粒子位置ベクトルとする。

修正されるべき粒子速度は式(2.2-10)に示すように圧力勾配によって生じるとする。また, 連続の式における圧縮性流体の質量保存則は式(2.2-11)によって定義され, 流体の密度を粒子数密度に書き直すと式(2.2-12)になる。

$$\mathbf{u}' = -\frac{\Delta t}{\rho_0} \nabla P^{k+1} \quad (2.2-10)$$

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2.2-11)$$

$$\frac{1}{n^0} \frac{Dn}{Dt} + \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2.2-12)$$

ただし, ρ_0 : 基準となる流体密度, \mathbf{u}' : 修正速度ベクトル, n : 粒子数密度, P^{k+1} : $k+1$ ステップでの圧力とする。

粒子数密度の修正量 n' は修正速度ベクトル \mathbf{u}' によって生じるとし, 式(2.2-12)を時間に対して離散化する。

$$\frac{n'}{n^0 \Delta t} + \nabla \cdot \mathbf{u}' = 0 \quad (2.2-13)$$

式(2.2-10)の両辺の発散をとり式(2.2-13)に代入すると圧力のポアソン方程式の式(2.2-14)が得られ, ラプラシアンモデルを用いると式(2.2-14)の右辺は式(2.2-15)のように離散化できる。これで時刻ステップの未知数に対する連立方程式が得られる。

$$\nabla^2 P^{k+1} = -\frac{\rho_0}{\Delta t^2} \frac{n^* - n^0}{n^0} \quad (2.2-14)$$

$$\langle \nabla^2 P \rangle_i^{k+1} = \frac{2d}{\lambda n^0} \sum_{j \neq i} [(P_j^{k+1} - P_i^{k+1}) \omega(\mathbf{r}_j^* - \mathbf{r}_i^*)] \quad (2.2-15)$$

この求まった圧力を式(2.2-10)に代入し, 式(2.2-8), 式(2.2-9)で速度の修正および粒子位置の修正を行う。ただし, 圧力の勾配による修正速度の計算には数値安定性のために式(2.1-5)を修正した式(2.2-16)を用いる。ここで \hat{P}_i は自身を含む近傍粒子の中の最低圧力値としている。式(2.2-16)および式(2.2-17)は近傍粒子が均等に配置されている場合に成立する。

$$\langle \nabla P \rangle_i^{k+1} = \frac{d}{n^0} \sum_{j \neq i} \left[\frac{P_j^{k+1} - \hat{P}_i^{k+1}}{|\mathbf{r}_j^* - \mathbf{r}_i^*|^2} (\mathbf{r}_j^* - \mathbf{r}_i^*) \omega(|\mathbf{r}_j^* - \mathbf{r}_i^*|) \right] \quad (2.2-16)$$

$$\hat{P}_i = \min_{j \in J} (P_i, P_j), \quad J = \{j : \omega(|\mathbf{r}_j^* - \mathbf{r}_i^*|) \neq 0\} \quad (2.2-17)$$

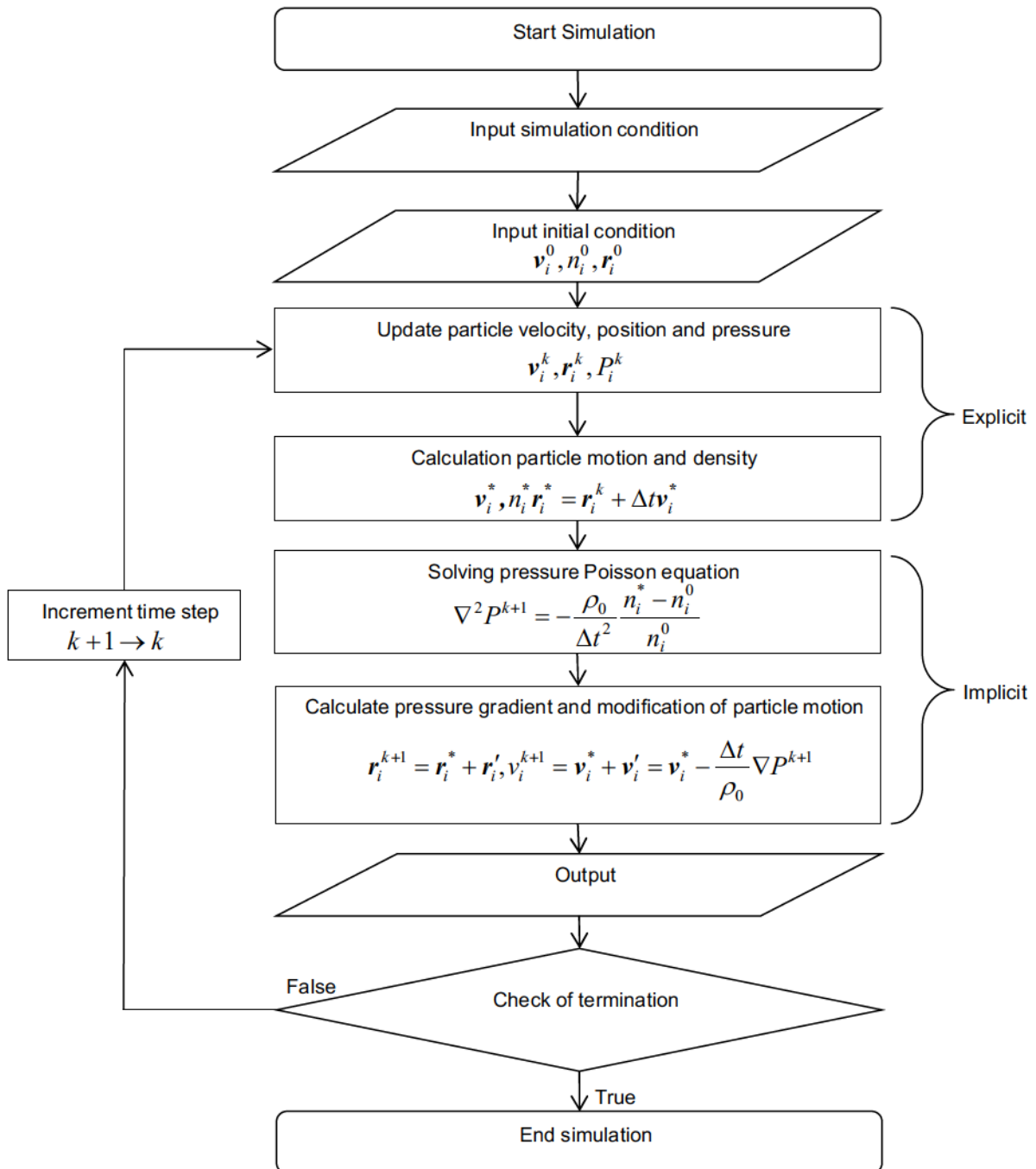


Fig. 2.2-1 Simulation algorithm of the MPS method

2.3. 勾配計算に対する高精度化手法

MPS 法の非圧縮性流れの解析では、微分演算子として勾配と拡散が用いられる。勾配計算の導出するための過程では、各粒子の近傍において粒子がどの方向にも均等に存在すると仮定している。入部ら^{30),31)}は勾配計算の高精度化として上述した仮定を用いない勾配計算を提案しており、MPS 法における勾配計算の高精度化を試みている。また、笹原ら³²⁾は入部ら^{30),31)}の手法に従い、水路中の規則波における波形の保存性が向上することを示した。津波のような波長が長い流体解析においては波形保存性を維持する観点からも入部ら^{30),31)}の手法を本研究において導入することとした。以下に入部ら^{30),31)}の手法を示す。

MPS 法での勾配ベクトルは、ある任意の粒子 i とその近傍の粒子 j との粒子間の勾配を考え、粒子 i の影響半径内で重み付き平均することで得ることが出来る。 j 粒子のもつスカラー量は i 粒子のもつスカラー量と ij 間の勾配を用いて式(2.3-1)と定義できる。

$$\phi_j = \phi_i + \nabla \phi_{ij} \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \quad (2.3-1)$$

ただし、 ϕ_i : i 粒子のもつスカラー量、 ϕ_j : j 粒子のもつスカラー量、 \mathbf{r}_i : i 粒子の位置ベクトル、 \mathbf{r}_j : j 粒子の位置ベクトル、 $\nabla \phi_{ij}$: ij 粒子のもつスカラー量の勾配とする。

左辺に勾配が残る形で式(2.3-1)を整理し式(2.3-2)を得る。

$$\nabla \phi_{ij} \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) = \phi_j - \phi_i \quad (2.3-2)$$

両辺を位置 i 粒子から j 粒子までの距離で無次元化すると式(2.3-3)となる。

$$\nabla \phi_{ij} \cdot \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} = \frac{\phi_j - \phi_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \quad (2.3-3)$$

両辺に位置 i 粒子から j 粒子までの距離で無次元化された相対位置ベクトルを右から乗じることで式(2.3-4)が得られる。

$$\left(\nabla \phi_{ij} \cdot \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \right) \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} = \frac{\phi_j - \phi_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \quad (2.3-4)$$

以上について左辺を整理するとテンソル積を用いることで式(2.3-5)が得られる。

$$\left[\frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \otimes \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \right] (\nabla \phi_{ij}) = \frac{\phi_j - \phi_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \quad (2.3-5)$$

ここで、両辺に重み関数を乗じて粒子数密度で除することで式(2.3-6)を得る。Koshizuka *et al.*¹⁸⁾ によって定式化された勾配モデル(式[2.1-5], 式[2.2-16])では粒子の分布が各方向に一様であると仮

定している。入部らの手法でも、粒子の分布が一様である場合は式(2.3-7)のように左辺の勾配に掛かるテンソルは次元数 d と単位行列 \mathbf{S} を用いて表現できており、Koshizuka *et al.*¹⁸⁾による仮定を用いらずに直接勾配を定義していることとなる。

$$\left[\frac{1}{n_0} \omega(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \otimes \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \right] (\nabla \phi_y) = \frac{1}{n_0} \omega(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \frac{\phi_j - \phi_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \quad (2.3-6)$$

$$\left[\frac{1}{n_0} \omega(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \otimes \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \right] \approx \frac{1}{d} \mathbf{S} \quad (2.3-7)$$

式(2.3-6)の両辺に左から勾配に掛かるテンソル逆行列を掛け勾配は式(2.3-8)のように求まる。

$$\nabla \phi_y = \left[\frac{1}{n_0} \omega(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \otimes \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \right]^{-1} \frac{1}{n_0} \omega(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \frac{\phi_j - \phi_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \quad (2.3-8)$$

Koshizuka *et al.*¹⁸⁾の手法に比べ勾配の計算コストはテンソルの逆行列を求めるので高くなるが、勾配の計算は圧力ポアソン方程式を収束法で解くよりはるかに計算コストが安く、その計算量は二次元問題で 2×2 、三次元問題で 3×3 の逆行列を求めるだけである。

本論文では圧力勾配にこの高精度化された勾配計算モデルを用いる。具体的には式(2.2-16)の代わりに式(2.3-9)で圧力勾配を計算する。また式(2.2-16)のように数値安定性のための圧力の修正は行わない。

$$\langle \nabla P \rangle_i^{k+1} = \left[\frac{1}{n_0} \omega(|\mathbf{r}_j^* - \mathbf{r}_i^*|) \frac{(\mathbf{r}_j^* - \mathbf{r}_i^*)}{|\mathbf{r}_j^* - \mathbf{r}_i^*|} \otimes \frac{(\mathbf{r}_j^* - \mathbf{r}_i^*)}{|\mathbf{r}_j^* - \mathbf{r}_i^*|} \right]^{-1} \frac{1}{n_0} \omega(|\mathbf{r}_j^* - \mathbf{r}_i^*|) \frac{P_j^{k+1} - P_i^{k+1}}{|\mathbf{r}_j^* - \mathbf{r}_i^*|} \frac{(\mathbf{r}_j^* - \mathbf{r}_i^*)}{|\mathbf{r}_j^* - \mathbf{r}_i^*|} \quad (2.3-9)$$

2.4. 境界条件

2.4.1. 自由表面境界

MPS法における自由表面判定は粒子数密度(式[2.4-1])によって判定される。計算初期状態における十分流体中にある粒子によって計算された粒子数密度 n_0 に係数 β を導入し、それ以下であれば自由表面であると判定する。また、自由表面の外側となる粒子においては粒子そのものが配置されていないので自由表面上の粒子の粒子数密度は低下する(Fig.2.4-1)。

$$n_i^* < \beta n_0 \quad (2.4-1)$$

ただし、 n^0 : 基準となる粒子数密度、 n_i^* : 仮の粒子数密度、 β : 自由表面判定係数とする。

係数 β はおおむね 0.95 から 0.99 の間の値が良いとしている。これは Koshizuka *et al.*¹⁸⁾により粒子の自由表面判定を行う影響の設定について検討されており、 $\beta=1.0$ に近づくとつれて自由表面上に存在すると判定される粒子数は増加するが、計算結果にはさほど変化は見られていないことが報告されている。また、 $\beta=0.8$ 程度である場合は自由表面と判定される粒子に人工的な不自然な挙動がみられており、経験的に係数 β は0.95~0.99の間が良いとされ、本手法でもこれにならって係数 β を設定している。自由表面には圧力に対してディレクレ条件が成立するように設定する。また、自由表面粒子の圧力値はゼロとして固定する。

このように、粒子数密度を用いる自由表面の境界条件は単純な仕組みとなっており、表面形状を描く必要がない。したがって、流体の分裂や合体が生じる場合にも例外的なアルゴリズムの処理が不要である。

● : Free surface particle ○ : Not-free surface particle

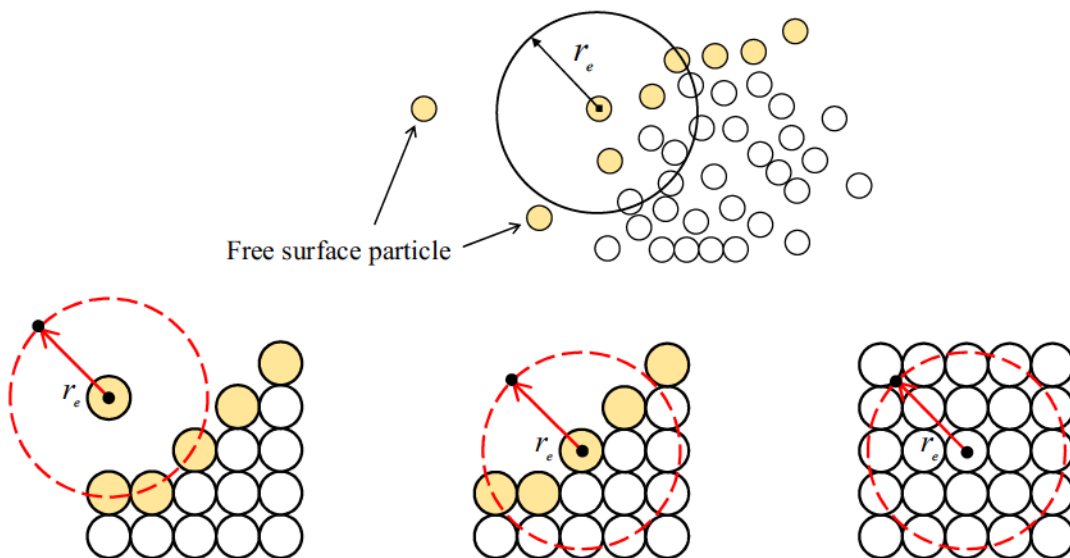


Fig. 2.4-1 Image of free surface boundary detection in MPS method

一方で、式(2.4-1)のように自由表面境界を判定していく上では水中に自由表面と誤判定された粒子が発生しその圧力をゼロとして圧力勾配を計算してしまうケースが既存の研究により^{33),34),35)}報告されている。これは Spike-Noise と呼ばれており、MPS 法のみならず粒子法における粒子の圧力計算を行う上で計算精度が著しく不安定となる要因の1つとして挙げられている。ここで、Masuda *et al.*³⁵⁾は上述した圧力振動による数値の不安定性に関して水中で自由表面境界として誤判定された粒子に対して以下に示す自由表面判定条件を付加させる手法を提案している。これは、自由表面に存在する粒子は水面が飛散しない限り基本的に連続して存在していることを前提としており、正しく判定された自由表面の粒子の近傍では他の自由表面の粒子についても存在することを仮定している。一方で、水中で誤判定された自由表面粒子は基本的に単独に存在し、誤判定された自由表面粒子の周囲には他の自由表面粒子はない。Masuda *et al.*³⁵⁾の手法はこの関係を利用し圧力振動の低減効果を解析解および水槽試験との比較結果からその有用性を示している。アルゴリズムとしても容易に組み込むことが出来、煩雑な処理を必要としない点であることから本研究では Masuda *et al.*³⁵⁾の提案する圧力振動低減モデルを用いることとする。

Masuda *et al.*³⁵⁾が示す新しい自由表面判定条件は、式(2.5-2)での自由表面粒子の判定後に再度周囲にある粒子を探索し、自由表面の判定をされている粒子の影響半径内に他の自由表面粒子があるかを判定することで条件を付与する。

$$\sum_{i \neq j}^M type_j \leq N \quad \rightarrow \quad type_i = 0 \quad (2.5-2)$$

ただし $type_j$: 自由表面粒子であるならば 1, そうでない場合は 0, M : 影響半径内の粒子数である。

N の値を適切に調整することで自由表面ではない粒子の検出ができる。水面が飛散した場合には、影響半径内に他の粒子がなく、かつ自由表面粒子の判定をされる場合があり、その判定は正当である。その場合の誤判定を防ぐために、式(2.5-3)の条件にさらに次式を追加する。

$$M \geq \text{lim} \quad (2.5-3)$$

● : Free surface particle ○ : Not-free surface particle

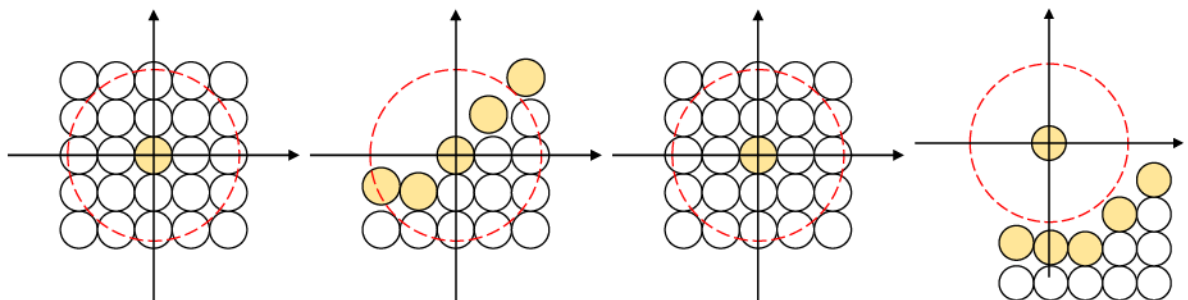


Fig. 2.4-2 Concept of additional condition of free surface boundary detection

2.4.2. 壁境界

壁境界は座標を固定した粒子によって構成する。壁粒子は圧力を計算する粒子と圧力を計算しない粒子の複数層で構成する。これは粒子の圧力の計算における粒子数密度を求める際に、外側（流体と反対側）に粒子が存在しないと 2.4.1 項で記述した自由表面として誤判定されてしまうことを防ぐためである。壁粒子の構成イメージを Fig.2.4-3 に示す。これによって、壁粒子を複数層で構成することが必要であるが、例えば、重み関数の半径 r_e を粒子間距離に対して 2.1 倍とすると、圧力を計算しない外側の粒子は 2 層必要であることとなる。なお、本手法においては例に挙げたように、重み関数の半径 r_e を粒子間距離に対して 2.1 倍としていることからそれとしている。

圧力のポアソン方程式を離散化する際に、ラプラシアンモデルを適用して圧力の変数ベクトルに対する係数行列を用意する。この係数行列は、圧力を計算しない粒子に対してゼロとし、その対角成分もゼロとする。また、非対角要素の和の絶対値と対角成分が等しくなるようにする。このようにすることで、壁境界での圧力勾配ゼロのノイマン境界条件を設けることができる。

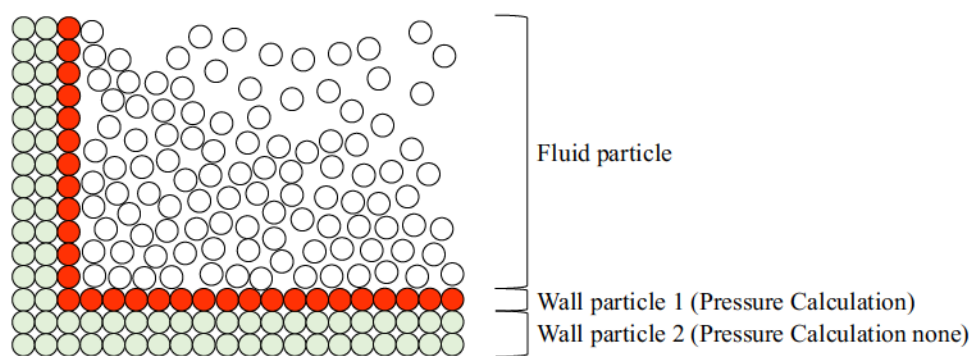


Fig. 2.4-3 Concept of wall boundary in MPS method

2.4.3. 造波境界

一般に粒子法はラグランジュ法であるので、流入や流出においては実際に粒子の流入や流出が必要となる。MPS法における流体の造波境界の実現方法について多くの工夫がなされており、上述した① 流入境界を用いて造波する手法以外にも、② 可動式の造波板により造波する手法等がある。②の手法において、可動式の造波板はその可動方法によりピストン式やフラップ式、プランジャー式等が考えられる。津波現象の再現では碎波しない限り流体の鉛直方向の速度成分が一定とみなせることから水底まで造波板があるピストン式造波板が適当であると考えられる。造波板は2.4.2項で記述したような壁境界と同様に、圧力を計算する粒子と圧力を計算しない粒子の複数層で構成し、その両方に各計算時間ステップで任意の造波板を構成する粒子に速度を与えることでモデル化することができる。

一方で①の手法である流入の機能を持つ造波境界の場合では相田²¹⁾による流入・流出境界の手法があり、境界条件の概念について示しているのがFig.2.4-4 および Fig.2.4-5 である。相田²¹⁾による流入・流出境界の取り扱い方の基本的な考え方は、以下の通りである。

まず初期位置から粒子間距離を超えて造波境界粒子が移動した場合に造波境界粒子の圧力を計算する粒子の位置に流体粒子を配置し1粒子間距離だけ造波境界粒子を戻す。ここで、時刻歴における水面変動の再現に関しては、① 鉛直方向に配置する粒子を任意に与える、② 自由表面の連続性を考え、造波板前面に流体粒子がある場合はその高さまで粒子を配置するように扱う。①は陸域に遡上や浸水する津波の伝播現象において自由表面をもつ流れ場を流入させることが可能である。また②は、流体が存在しない計算領域に直接流体を流入させることができる。(ただし②の特徴は流入境界粒子前面に粒子がない場合には造波ができない。)また、造波板による造波と同様に津波現象では鉛直方向の粒子速度が一定であると考えられるから鉛直方向の速度成分を変化させる必要はない。Fig.2.4-5 に示すような流出境界の取り扱い方は、造波境界粒子が粒子間距離を超えて移動した場合に前面の1粒子間距離の粒子を除去し造波境界粒子を1粒子間距離戻すことで実現できる。以上の境界条件の取り扱い方は数値シミュレーションの最初の段階においてコンピュータのメモリ上に流入させる際の粒子を事前に確保しておき、流体粒子としての識別フラグを定義すれば良い。

以上に挙げた造波境界の実現手法に関する特徴について俯瞰すると、流入境界による造波方法と造波板による造波方法では、どちらも津波現象を再現することができる。しかし、陸上に遡上した津波現象(他にも防潮堤からの越波もしくは越流)の再現のような海域の数値シミュレーションを必要としない場合においては、流入境界を用いた造波方法の方が計算効率は良いといえるだろう。この理由は、陸域のみを計算領域とし陸上に遡上した津波流が流入してくる場合などはピストン式造波板では造波が不可能であることや、津波のような長周期の波を再現する際にはピ

ストーン式造波板は長ストロークとなり，計算メッシュ生成がその分必要となることに起因する。計算時間を粒子数×計算ステップ数と考えると，計算の開始から必要以上に粒子を多く必要としない流入境界による造波手法の方が効率的であるといえる。引き波現象の再現の際も，ピストン式造波板によって再現する場合は計算領域の中での粒子数は初期状態と変化しないが，流出機能が備わっていれば計算領域の粒子数は低減することが可能で，結果として計算時間を短縮することができる。

本論では計算負荷に対する影響も考慮し，相田²¹⁾が提案する流入・流出が可能な造波境界手法を用いることとした。

- : Fluid particle ● (red) : Pressure wall particle ● (green) : Dummy wall particle
 ○ (dashed) : Fluid particle generated ● (blue) : Pressure wave maker particle ● (yellow) : Pressure wave maker particle

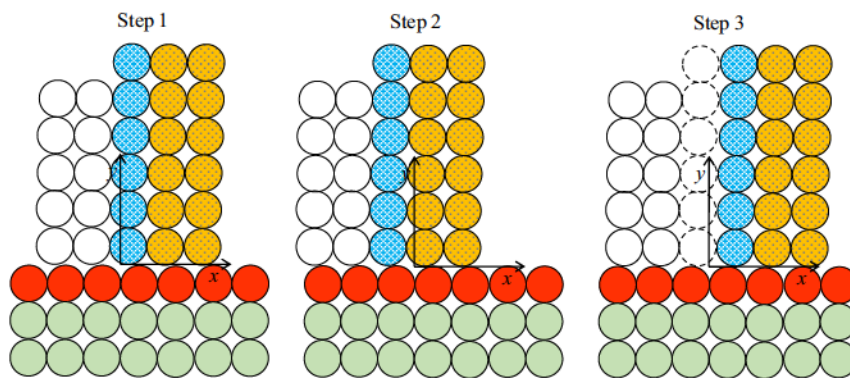


Fig. 2.4-4 Inflow boundary motion in MPS method

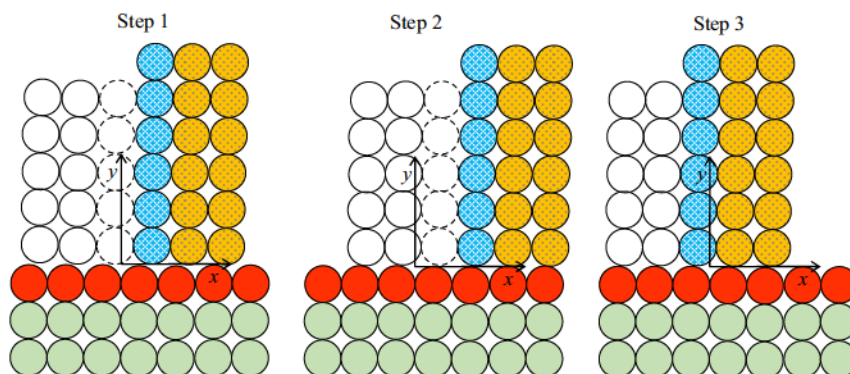


Fig. 2.4-5 Outflow boundary motion in MPS method

2.5. 浮体のモデル化

本研究では浮体と建築物との衝突問題までの一連の現象を扱うに当たって、漂流物となる浮体を剛体若しくは弾性体として扱うこととする。本節では本研究で扱う浮体について剛体モデルおよび弾性体モデルについて既存研究により提案されている手法をベースとし、これらの手法から、物体間の表面における摩擦問題を考慮したモデルへと拡張していく。まず基本的な浮体の取り扱いで必要な剛体と弾性体の両モデルにおける基本的なモデル化について本節では示す。

2.5.1. 剛体モデル

剛体として浮体をモデル化している取組は数多くあり、それらは越塚ら²³⁾橋本ら³⁶⁾、増田ら³⁷⁾および相田²¹⁾が行っている。本論文では越塚ら²³⁾の浮体のモデル化を基礎とし、3次元のモデル化においては相田²¹⁾の剛体モデルについて参考にし、その取扱いについて以下に引用する。

浮体を構成する粒子群の拘束を解き、流体粒子と同様に圧力、位置ベクトル、速度を計算する。その後浮体の重心運動量と回転運動量を保存するように浮体を構成する粒子群の相対位置を修正する。Fig.2.2-1 において圧力勾配による粒子位置の修正が終わった段階を考える。この段階では浮体を構成する粒子群は流体と同様に解かれている。

今、2次元問題における浮体の運動を考える。圧力勾配による粒子位置の修正が終わった段階の浮体を構成する粒子位置ベクトルから浮体重心位置を求める(式[2.5-1])。浮体を構成する粒子群の位置ベクトル r_i^{k+1} は剛体としての相対位置が固定されていないので仮位置の意味でハットを用い \hat{r}_i^{k+1} として表記する。

$$\mathbf{r}_g^{k+1} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \hat{\mathbf{r}}_i^{k+1} \quad (2.5-1)$$

重心まわりの慣性モーメントは浮体を構成する粒子群の各粒子における質量を考え式(2-5-2)のように求める。なお2次元問題の場合の慣性モーメントはシミュレーションの最初に計算しておく。

$$I = \sum_{i=1}^N m_i |\mathbf{r}_i^0 - \mathbf{r}_g^0|^2 \quad (2.5-2)$$

ただし、 I : 2次元問題の際の重心位置まわり慣性モーメント、 m_i : i 粒子の質量、 \mathbf{r}_i^0 : 初期状態での粒子位置ベクトル、 \mathbf{r}_g^0 : 初期状態での重心位置ベクトルとする。

浮体を構成する粒子群の仮位置と k ステップにおける浮体を構成する粒子群の位置ベクトルから k ステップから $k+1$ ステップ間の仮の移動量が求まる。

$$\hat{r}'_i = \hat{r}_i^{k+1} - r_i^k \quad (2.5-3)$$

ただし、 \hat{r}'_i : k ステップから $k+1$ ステップでの粒子の仮移動量ベクトル、 r_i^k : k ステップの粒子位置ベクトル、 \hat{r}_i^{k+1} : $k+1$ ステップでの粒子の仮移動量ベクトルとする。

k ステップから $k+1$ ステップにおける重心の移動量 r'_g は式(2.5-4)のように求まる。

$$r'_g = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \hat{r}'_i \quad (2.5-4)$$

k ステップから $k+1$ ステップにおける浮体重心位置での回転移動量 θ' は式(2.5-5)のように求まる。

$$\theta' = \frac{1}{I} \sum_{i=1}^N m \hat{r}'_i \times (r_i^k - r_g^{k+1}) \quad (2.5-5)$$

以上から、浮体を構成する粒子の回転移動量と重心移動量を保存する形で浮体を構成する粒子の修正移動量 r'_i が式(2.5-6)のように求まる。

$$r'_i = r'_g + R_{\theta'} (r_i^k - r_g^k) \quad (2.5-6)$$

ただし、 $R_{\theta'}$: 2次元問題において重心まわりに θ' 回転させる回転行列とする。

3次元の浮体運動の場合、重心運動量は2次元問題の場合と同様に解くことができるが、慣性モーメントと回転運動量を保存するように回転させる部分が異なる。2次元問題の場合の重心まわり慣性モーメントは回転軸が1軸であり一つしか定義されず、計算の初めに1度求めておけば以降のシミュレーション時間内で同じ値を使うことができる。しかし、3次元浮体運動の場合は固定された座標系で求める重心まわり慣性モーメントは時々刻々と変化する。固定された座標系から見て漂流物が慣性主軸回りに回転する保証がないので慣性テンソルを使用する必要がある。また各時間ステップで慣性モーメントを求める必要がある。しかし、 $k+1$ ステップの慣性テンソルは剛体モデルとしての浮体粒子群の位置修正が終わっていない段階では求めることができない。その場合は流体と同様に浮体を構成する粒子群の拘束を解いた状態での相対位置を修正していない仮位置ベクトルから慣性テンソルを求める方法と、 k ステップでの重心を用いた k ステップの慣性テンソルを使用する2通りの手法が考えられる。本論文では k ステップと $k+1$ ステップでの慣性テンソル変化が微小であると考え k ステップでの慣性テンソルを使用し浮体運動を解く。回転運動量を保存するように浮体を回転させる際には1計算ステップでの各軸回りの回転角が微小であると考え、式(2.5-8)を用いて2次元浮体運動の場合と同様に粒子群の修正移動量を定義する。

$$r_g^k = (x_g^k, y_g^k, z_g^k) \quad , \quad r_i^k = (x_i^k, y_i^k, z_i^k) \quad (2.5-7)$$

$$r'_i = r'_g + R_{\theta'} (r_i^k - r_g^k) \quad (2.5-8)$$

$$I\theta' = \sum_{i=1}^N m \hat{r}'_i \times (r_i^k - r_g^{k+1}) \quad (2.5-9)$$

$$\mathbf{I} = \begin{pmatrix} \sum_i m_i ((y_i^k - y_g^k)^2 + (z_i^k - z_g^k)^2) & \sum_i -m_i ((y_i^k - y_g^k)(x_i^k - x_g^k)) & \sum_i -m_i ((z_i^k - z_g^k)(x_i^k - x_g^k)) \\ \sum_i -m_i ((x_i^k - x_g^k)(y_i^k - y_g^k)) & \sum_i m_i ((x_i^k - x_g^k)^2 + (z_i^k - z_g^k)^2) & \sum_i -m_i ((z_i^k - z_g^k)(y_i^k - y_g^k)) \\ \sum_i -m_i ((x_i^k - x_g^k)(z_i^k - z_g^k)) & \sum_i -m_i ((y_i^k - y_g^k)(z_i^k - z_g^k)) & \sum_i m_i ((x_i^k - x_g^k)^2 + (y_i^k - y_g^k)^2) \end{pmatrix} \quad (2.5-10)$$

ただし、 θ' : k ステップから $k+1$ ステップでの回転移動量ベクトル、 $\mathbf{R}_{\theta'}$: 3次元問題において重心まわりに θ' 回転させる回転行列、 \mathbf{I} : 3次元問題の際の重心位置まわり慣性モーメントテンソルとする。

これは流体から剛体にかかる力を積分し浮体の運動を解くことと同義であると越塚¹⁴⁾は指摘している。以降越塚¹⁴⁾の式および説明を引用する。時刻 k ステップでは浮体は整合性のある位置ベクトルと速度ベクトルをもっており、剛体としての相対座標も固定されている。その後 $k+1$ ステップの流体として浮体を構成する粒子群が解かれた後を考える。その際速度ベクトルおよび位置ベクトルは式(2.5-11)、および式(2.5-12)となる。

$$\hat{\mathbf{u}}_i^{k+1} = \mathbf{u}_i^k + \Delta t \hat{\mathbf{a}}_i^k \quad (2.5-11)$$

$$\hat{\mathbf{r}}_i^{k+1} = \mathbf{r}_i^k + \Delta t \hat{\mathbf{u}}_i^{k+1} \quad (2.5-12)$$

ただし、 $\hat{\mathbf{u}}_i^{k+1}$: i 粒子の $k+1$ ステップの仮速度ベクトル、 $\hat{\mathbf{a}}_i^k$: i 粒子の $k+1$ ステップの仮加速度ベクトル、 $\hat{\mathbf{r}}_i^{k+1}$: i 粒子の $k+1$ ステップの仮位置ベクトルとする。

式(2.5-12)を加速度で表し、重心座標の移動量 \mathbf{r}'_g で表し、式(2.5-3)と式(2.5-4)を代入する。

$$\mathbf{a}_g^k = \frac{\mathbf{u}_g^{k+1} - \mathbf{u}_g^k}{\Delta t} = \frac{\mathbf{r}'_g}{\Delta t^2} - \frac{\mathbf{u}_g^k}{\Delta t} = \frac{1}{\Delta t^2 N} \sum_{i=1}^N (\hat{\mathbf{r}}_i^{k+1} - \mathbf{r}_i^k) - \frac{\mathbf{u}_g^k}{\Delta t} \quad (2.5-13)$$

ただし、 \mathbf{a}_g^k : 重心位置での k ステップの加速度ベクトル、 \mathbf{u}_g^k : 重心位置での k ステップの速度ベクトル、 \mathbf{r}_g^k : 重心位置での k ステップの位置ベクトルとする。

式(2.5-13)に式(2.5-11)、式(2.5-12)を代入すると式(2.5-14)を得る。

$$\begin{aligned} \mathbf{a}_g^k &= \frac{1}{\Delta t^2 N} \sum_{i=1}^N (\hat{\mathbf{r}}_i^{k+1} - \mathbf{r}_i^k) - \frac{\mathbf{u}_g^k}{\Delta t} \\ &= \frac{1}{\Delta t N} \sum_{i=1}^N \hat{\mathbf{u}}_i^{k+1} - \frac{\mathbf{u}_g^k}{\Delta t} \\ &= \frac{1}{\Delta t N} \sum_{i=1}^N \mathbf{u}_i^k + \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \hat{\mathbf{a}}_i^k - \frac{\mathbf{u}_g^k}{\Delta t} \end{aligned} \quad (2.5-14)$$

重心の速度は剛体粒子の速度の平均であるから式(2.5-15)のように表すことができる。

$$\mathbf{u}_g^k = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mathbf{u}_i^k \quad (2.5-15)$$

これを式(2.5-13)に代入すると、右辺第1項と第3項が消え、式(2.5-16)が求まる。

$$\mathbf{a}_g^k = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \hat{\mathbf{a}}_i^k \quad (2.5-16)$$

これは浮体を構成する各粒子が受ける加速度の平均と重心の加速度が等しくなっていることを示し、剛体として流体から受ける力を計算していることとなる。浮体が流体に与える作用は剛体として浮体位置が修正される際に考慮される。これは造波板と同様である。

2.5.2. 弾性体モデル

衝突現象としては多くの状況が考えられ、建築物には RC 造や SRC 造、木造といったように多種多様の構造形式をとっており、さらに、浮体に関してはコンテナ船や貨物船のような大型の浮体以外にも、作業台船や浮棧橋のようなバージ式の浮体など多くの船種が考えられる。物体間の衝突には物体そのものの剛性を決定する必要があるが、この条件設定はそれぞれの構造物によって異なることから数値シミュレーションにおけるモデル化が極めて困難な課題となっている。

ところで、物体の変形や応力解析を扱っていく上では、有限要素法や差分法等の要素による空間分割を必要とする数値解析手法は、根本的に構造物の大変形を扱うことが難しい。また、浮体は船舶のような船首尾に対して非対称な形状を有しており、複雑な 3 次元形状を再現する場合は要素生成に大変な労力が必要となる。これに対し、越塚ら^{22),23)}や宋ら²⁴⁾が提案する MPS 法における弾性体モデルでは、物体を粒子そのものによって再現することで、上述した空間分割に頼ることなく容易に船舶形状等も扱える。さらに、粒子 ij 間の相対位置ベクトルから相対的な変位を計算するこのモデルでは、物体の大変形を伴う変形解析に適している。そこで本研究で扱う弾性体モデルにおいては上述した越塚ら²²⁾が提案するモデルを用いることとし、これを物体表面間の摩擦まで考慮した衝突力推定モデルを構築する。なお、物体間に作用する表面摩擦力の取り扱いについては次節にて後述することとする。以下に越塚ら¹⁰⁾が提案する厚肉弾性体モデルの取り扱いについて示す。

a) 弾性体の支配方程式

本章第 1 節にて示したが MPS 法においては流体場を以下の式(2.5-17)および式(2.5-18)である連続の式と Navier-Stokes 方程式を用いて解析を行う。

$$\frac{D\rho}{Dt} = 0 \quad (2.5-17)$$

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla P + \nu\nabla^2\mathbf{u} + \mathbf{g} \quad (2.5-18)$$

これに対して、流体—構造体相互連成問題を扱っていく上では、以上の関係式の他、弾性体として定義する粒子に対してはフック弾性体の速度 v^α に関する支配方程式を与える。すなわち、

$$\rho \frac{Dv^\alpha}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x^\beta} (\lambda_{els} \varepsilon^\gamma \delta^{\alpha\beta} + 2\mu_{els} \varepsilon^{\alpha\beta}) \quad (2.5-19)$$

ここで、 ρ は密度、 ε^γ は体積ひずみ、 $\delta^{\alpha\beta}$ はクロネッカーシンボルである。また、 λ_{els} と μ_{els} はラメ

の弾性定数で、順にヤング率 E およびポアソン比 ν と次の関係になる。

$$\lambda_{els} = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1+2\nu)} \quad (2.5-20)$$

$$\mu_{els} = \frac{E}{2(1+\nu)} \quad (2.5-21)$$

MPS 法では重み関数を用いて、勾配(gradient)や発散(divergence)などの微分演算子に対して粒子間相互作用モデルを用意する。そして、弾性体の支配方程式に現れる微分演算子に、これらの粒子間相互作用モデルを適用すると、以上のような粒子の運動方程式が得られる。実際本手法では発散モデルしか用いないが、このようにして MPS 法では計算メッシュを一切用いることなく偏微分方程式を離散化する。

b) 離散化式

変数；

弾性構造体を有限個の粒子で表し、各粒子に座標、速度、角度および角速度の自由度を与える。大変形を扱うため、変位を自由度としては与えず座標から計算する。その意味は、個々の粒子は各計算時間ステップのことで初期座標と計算途中での座標という 2 つの座標テーブルを持っておりそこから変位の計算を行う。弾性体の支配方程式は以下の与式として、右辺第 1 項を圧力、第 2 項を応力テンソルとみなすと、次のように表される。

$$p = -\lambda_{els} \varepsilon^{\gamma\gamma} \quad (2.5-22)$$

$$\delta^{\alpha\beta} = 2\mu_{els} \varepsilon^{\alpha\beta} \quad (2.5-23)$$

$$\rho \frac{\partial v^\alpha}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x^\alpha} + \frac{\partial \delta^{\alpha\beta}}{\partial x^{\alpha\beta}} \quad (2.5-24)$$

ここで、ひずみテンソルと $\varepsilon^{\alpha\beta}$ と回転テンソル $\omega^{\alpha\beta}$ は式(2.5-25)および式(2.5-26)となる。

$$\varepsilon^{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial u^\beta}{\partial x^\alpha} + \frac{\partial u^\alpha}{\partial x^\beta} \right] \quad (2.5-25)$$

$$\omega^{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial u^\beta}{\partial x^\alpha} - \frac{\partial u^\alpha}{\partial x^\beta} \right] \quad (2.5-26)$$

粒子間相対変位；

Fig.2.5-2は粒子間相対変位の計算モデルを示している。初期座標のひずみのない状態の粒子 j から計算途中のひずみのある状態の粒子 j の位置まで移動したとし、初期のひずみのない状態の相対位置ベクトルを式(2.5-27)のように \mathbf{r}_{ij0} とする。計算途中での相対位置ベクトルを \mathbf{r}_{ij} とすると式

(2.5-28)になる。

$$\mathbf{r}_{ij0} = \mathbf{x}_{j0} - \mathbf{x}_{i0} \quad (2.5-27)$$

$$\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{x}_j - \mathbf{x}_i \quad (2.5-28)$$

ただし、粒子*i*, *j*の初期座標を \mathbf{x}_{i0} , \mathbf{x}_{j0} とし、現在の座標を \mathbf{x}_i , \mathbf{x}_j とする。

Fig.2.5-2に示すように、粒子間相対変位を求める場合、 \mathbf{r}_{ij} に対して初期位置ベクトル \mathbf{r}_{ij0} の剛体回転成分である $R\mathbf{r}_{ij0}$ を差し引くことでそれを求めることができる。回転成分については2次元での取り扱いと3次元での扱いは回転自由度の違いから求め方が異なる。これについては後述することとする。まず2次元問題において考える。すなわち、Fig.2.5-2に示す*ij*間の相対変位ベクトルは、剛体回転成分を除くことにより、

$$\mathbf{u}_{ij}^{\varepsilon} = \mathbf{r}_{ij} - R\mathbf{r}_{ij0} \quad (2.5-29)$$

$$R_{ij} = \begin{bmatrix} \cos \theta_{ij} & -\sin \theta_{ij} \\ \sin \theta_{ij} & \cos \theta_{ij} \end{bmatrix} \quad (2.5-30)$$

$$\theta_{ij} = \frac{\theta_i + \theta_j}{2} \quad (2.5-31)$$

と表すことが出来る。ここで R は回転行列であり、2次元の場合は式(2.5-30)と書ける。また θ_{ij} は式(2.5-31)で表され、*i*側からみた角度と*j*側からみた角度の平均値にすることで互いの粒子から見た相対変位が反対方向で同じ絶対値になる。

ここで変位ベクトルを \mathbf{r}_{ij} 方向成分（垂直成分）とそれ以外の成分(接線成分)に分ける。

$$(\mathbf{u}_{ij}^{\varepsilon})^n = \frac{(\mathbf{u}_{ij}^{\varepsilon} \cdot \mathbf{r}_{ij}) \cdot \mathbf{r}_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|^2} \quad (2.5-32)$$

$$(\mathbf{u}_{ij}^{\varepsilon})^s = \mathbf{u}_{ij}^{\varepsilon} - (\mathbf{u}_{ij}^{\varepsilon})^n \quad (2.5-33)$$

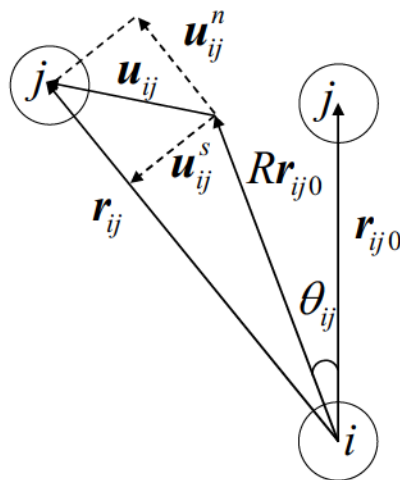


Fig. 2.5-1 Concept of inter particle displacement

ひずみと応力；

粒子*i*と*j*の間でのひずみテンソルの垂直成分と接線成分は式(2.5-34), (2.5-35)になる。

$$(\varepsilon_{ij})^n = \frac{(\mathbf{u}_{ij}^\varepsilon)^n}{|\mathbf{r}_{ij0}|} \quad (2.5-34)$$

$$(\varepsilon_{ij})^s = \frac{(\mathbf{u}_{ij}^\varepsilon)^s}{|\mathbf{r}_{ij0}|} \quad (2.5-35)$$

粒子の運動から生じた相対変位ベクトルの垂直成分 $([\mathbf{u}_{ij}^\varepsilon]^n)$ と接線成分 $([\mathbf{u}_{ij}^\varepsilon]^s)$ から、垂直応力とせん断応力を粒子の間で計算する。

$$\sigma_{ij} = 2\mu_{els} (\varepsilon_{ij})^n = 2\mu_{els} \frac{(\mathbf{u}_{ij}^\varepsilon)^n}{|\mathbf{r}_{ij0}|} \quad (2.5-36)$$

$$\tau_{ij} = 2\mu_{els} (\varepsilon_{ij})^s = 2\mu_{els} \frac{(\mathbf{u}_{ij}^\varepsilon)^s}{|\mathbf{r}_{ij0}|} \quad (2.5-37)$$

圧力；

圧力の計算においてはひずみの発散が必要でありこのdivergence演算子はMPS法の粒子間相互作用モデルを用いて粒子の位置で計算する。これにより式(2.5-38)が得られる。

$$p_i^{normal} = -\lambda_{els} \frac{d}{n^0} \sum_{j \neq i} \frac{\mathbf{u}_{ij}^\varepsilon \cdot \mathbf{r}_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij0}|^2} \omega(|\mathbf{r}_{ij0}|) \quad (2.5-38)$$

ここで、 d は空間の次元数、 n^0 は平均粒子数密度である。

本計算モデルでは接触による反発力として、式(2.5-38)の計算しか行われぬ。すなわち、等方的な圧力のみが接触によって働くとしている。

並進運動；

粒子の並進運動は垂直応力、せん断応力、圧力の寄与分を分けて計算する。垂直応力とせん断応力にdivergenceモデルを適用すると式(2.5-39), (2.5-40)になる。

$$\left[\frac{\partial v_i}{\partial t} \right]_n = \frac{2d}{\rho_i n^0} \sum_{j \neq i} \frac{\sigma_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij0}|} \omega(|\mathbf{r}_{ij0}|) \quad (2.5-39)$$

$$\left[\frac{\partial v_i}{\partial t} \right]_s = \frac{2d}{\rho_i n^0} \sum_{j \neq i} \frac{\tau_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij0}|} \omega(|\mathbf{r}_{ij0}|) \quad (2.5-40)$$

垂直応力によって働く力の向きは $\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i$ の方向で、せん断応力によって働く力の向きは $\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i$ に垂直な方向である。圧力による加速度は粒子と粒子の間に与える。圧力の寄与分については式(2.5-41)のように計算する。

$$\left[\frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t} \right]_p = \frac{2d}{\rho_i n^0} \sum_{j \neq i} \frac{P_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij0}|^2} \mathbf{r}_{ij} \omega(\mathbf{r}_{ij0}) \quad (2.5-41)$$

ここで、 P_{ij} は両粒子で求められた圧力の平均値で式(2.5-42)のように与えられる。

$$P_{ij} = \frac{P_i + P_j}{2} \quad (2.5-42)$$

そして粒子の速度と座標を式(2.5-43), (2.5-44)のように更新する。

$$\mathbf{v}_i^{k+1} = \mathbf{v}_i + \Delta t \left(\left[\frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t} \right]_n + \left[\frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t} \right]_s + \left[\frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t} \right]_p \right)^k \quad (2.5-43)$$

$$\mathbf{r}_i^{k+1} = \mathbf{r}_i^k + \Delta t \mathbf{v}_i^{k+1} \quad (2.5-44)$$

回転運動（2次元の場合）；

Fig.2.5-3は離散化された粒子間の相互作用として計算されるせん断応力によりモーメント M_{ij} が発生するようすを表している。粒子1個の回転運動は式(2.5-45), (2.5-46)に従う。

$$I \frac{\partial \boldsymbol{\omega}_i}{\partial t} = \mathbf{T}_i \quad (2.5-45)$$

$$\frac{\partial \theta_i}{\partial t} = \boldsymbol{\omega}_i \quad (2.5-46)$$

ここで、 θ_i は回転角度、 $\boldsymbol{\omega}_i$ は角速度ベクトルであり、 \mathbf{T}_i はトルクである。 I は慣性モーメントで粒子が等質の正方形であるとして式(2.5-47)のように与える。

$$I = m_i \frac{l_0}{6} \quad (2.5-47)$$

m_i は粒子1個の質量である[式(2.5-48)]。また粒子に働く力と発生するモーメントの関係は式(2.5-49)になる。

$$m_i = \rho_i l_0^d \quad (2.5-48)$$

$$\mathbf{M}_{ij} = |(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \times \mathbf{F}_{ij}| \quad (2.5-49)$$

ここで \mathbf{F}_{ij} は粒子 j とのせん断応力により発生する力として次のようになる。

$$\mathbf{F}_{ij} = \frac{2dm_i}{\rho_i n^0} \frac{\boldsymbol{\tau}_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij0}|} \omega(\mathbf{r}_{ij0}) \quad (2.5-50)$$

角運動量保存のため、発生したモーメントを打消すように粒子 i, j に半分ずつトルクを与える。

$$I \frac{\partial \boldsymbol{\omega}_i}{\partial t} = -\frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \mathbf{M}_{ij} \quad (2.5-51)$$

粒子の回転運動は式(2.5-52), (2.5-53)のように角速度ベクトルと回転角を更新することで計算する。

$$\boldsymbol{\omega}_i^{k+1} = \boldsymbol{\omega}_i^k + \Delta t \left(\frac{\partial \boldsymbol{\omega}_i}{\partial t} \right)^k \quad (2.5-52)$$

$$\boldsymbol{q}_i^{k+1} = \boldsymbol{q}(\boldsymbol{q}_i^k, \Delta t \boldsymbol{\omega}_i^{k+1}) \quad (2.5-53)$$

また、2次元の場合では、回転角はスカラーとなることから以下のように計算する。

$$\theta_i^{k+1} = \theta_i^k + \Delta t \omega_i^{k+1} \quad (2.5-54)$$

このように粒子それぞれに回転の自由度を与えることで、大変形に対しても相対変位ベクトルから回転の成分を取り除いてひずみ成分を求めることができる。同時に角運動量を離散化式において保存することができる。また、仮想仕事の原理が成立する。

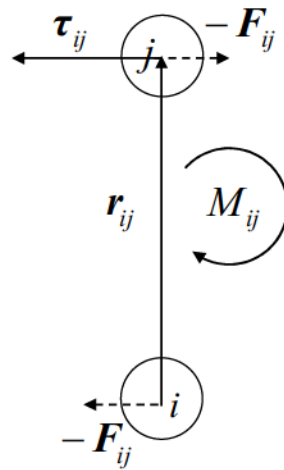


Fig. 2.5-2 Relationship of rotation moment and shearing stress

回転運動（3次元の場合）；

粒子1個の回転運動は2次元であれば回転角と角速度の自由度は1つである。この回転行列は式(2.5-31)と定義されるが、3次元の場合は回転運動の自由度は変化し3つとなり、回転角は非線形となる。この記述方法には① オイラー角、② クォータニオン（オイラーパラメータ）、③ 回転行列と3種類代表的なものが挙げられる。本モデルにおいてはクォータニオンを回転角の変数として与える手法を採用する。

クォータニオンは4つの要素からなるベクトルであり、

$$\boldsymbol{q} = (q_x, q_y, q_z, s) \quad (2.5-55)$$

とし定義される。

3次元の回転は回転軸 (v_x, v_y, v_z) によって反時計回りに θ 回転することで一般的に表現することができ、クォータニオンとは次の関係になる。

$$\mathbf{q} = (q_x, q_y, q_z, s) = \left(v_x \sin\left(\frac{\theta}{2}\right), v_y \sin\left(\frac{\theta}{2}\right), v_z \sin\left(\frac{\theta}{2}\right), \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \right) \quad (2.5-56)$$

ただし、回転軸ベクトルは単位ベクトルであるとして、

$$1 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \quad (2.5-57)$$

の条件を付加する。またこれは、

$$1 = q_x^2 + q_y^2 + q_z^2 \quad (2.5-58)$$

であることと同義である。クォータニオンは四元数であるが、式(2.5-57)や式(2.5-58)があることで自由度は3つとなる。

3次元では、上記に示したようなクォータニオンを回転行列の変数として取り扱う点が2次元と大きく異なることに注意する。ここで回転行列とクォータニオンの関係は以下の式(2.5-59)として表記できる。

$$R = \begin{bmatrix} 1 - 2q_y^2 - q_z^2 & 2q_x q_y - 2sq_z & 2q_x q_z - 2sq_y \\ 2q_x q_y - 2sq_z & 1 - 2q_x^2 - q_z^2 & 2q_y q_z - 2sq_x \\ 2q_x q_z - 2sq_y & 2q_y q_z - 2sq_x & 1 - 2q_x^2 - q_y^2 \end{bmatrix} \quad (2.5-59)$$

このように3次元では、2次元における回転行列[式(2.5-31)]の代わりに上述した式を用いる。

2次元問題での回転角の取り扱いにはスカラー値として与えるのみであり*ij*間の相対変位を求める際の角度も式(2.5-32)のようにして計算すればよいが、3次元の場合はクォータニオンにおいて各成分を単純に平均すると式(2.5-57)が満足できない。そこで、3次元における相対変位を算出する際は、式(2.5-30)に示した*i*と*j*の相対変位を \mathbf{q}_i と \mathbf{q}_j によってそれぞれ求めた後、得られた相対変位を平均する[式(2.5-60)]。

$$\mathbf{u}_{ij}^\varepsilon = \frac{1}{2} \left[(\mathbf{r}_{ij} - R(\mathbf{q}_i) \mathbf{r}_{ij0}) + (\mathbf{r}_{ij} - R(\mathbf{q}_j) \mathbf{r}_{ij0}) \right] \quad (2.5-60)$$

回転角の更新はクォータニオンに対しては次の式を用いる。まず、式(角速度の更新の値)で得られた角速度ベクトルにより、回転軸ベクトルと回転角度を計算する。

$$\mathbf{v}_i^{k+1} = (v_x^{k+1}, v_y^{k+1}, v_z^{k+1})_i = \frac{1}{|\boldsymbol{\omega}_i^{k+1}|} (\boldsymbol{\omega}_x^{k+1}, \boldsymbol{\omega}_y^{k+1}, \boldsymbol{\omega}_z^{k+1})_i \quad (2.5-61)$$

$$\theta_i^{k+1} = \theta_i^k + \Delta t |\boldsymbol{\omega}_i^{k+1}| \quad (2.5-62)$$

これらを用いてクォータニオンの変化 \mathbf{q}' を計算する。

$$\mathbf{q}' = (q'_x, q'_y, q'_z, s') = \left(v_x^{k+1} \sin\left(\frac{\theta^{k+1}}{2}\right), v_y^{k+1} \sin\left(\frac{\theta^{k+1}}{2}\right), v_z^{k+1} \sin\left(\frac{\theta^{k+1}}{2}\right), \cos\left(\frac{\theta^{k+1}}{2}\right) \right) \quad (2.5-63)$$

ここで、次のステップのクォータニオンは、

$$\mathbf{q}^{k+1} = \begin{pmatrix} q_x^{k+1} \\ q_y^{k+1} \\ q_z^{k+1} \\ s^{k+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} s'q_x^k + q'_xs^k + q'_yq_z^k - q'_zq_y^k \\ s'q_y^k + q'_ys^k + q'_zq_x^k - q'_xq_z^k \\ s'q_z^k + q'_zs^k + q'_xq_y^k - q'_yq_x^k \\ s's^k + q'_xq_x^k + q'_yq_y^k - q'_zq_z^k \end{pmatrix} \quad (2.5-64)$$

となる。これにより、 $k+1$ ステップの回転運動におけるパラメータ（回転角，回転軸ベクトル）を算出することが出来た。次ステップにおける回転行列に反映することにより時々刻々の弾性体計算を3次元で再現することができる。

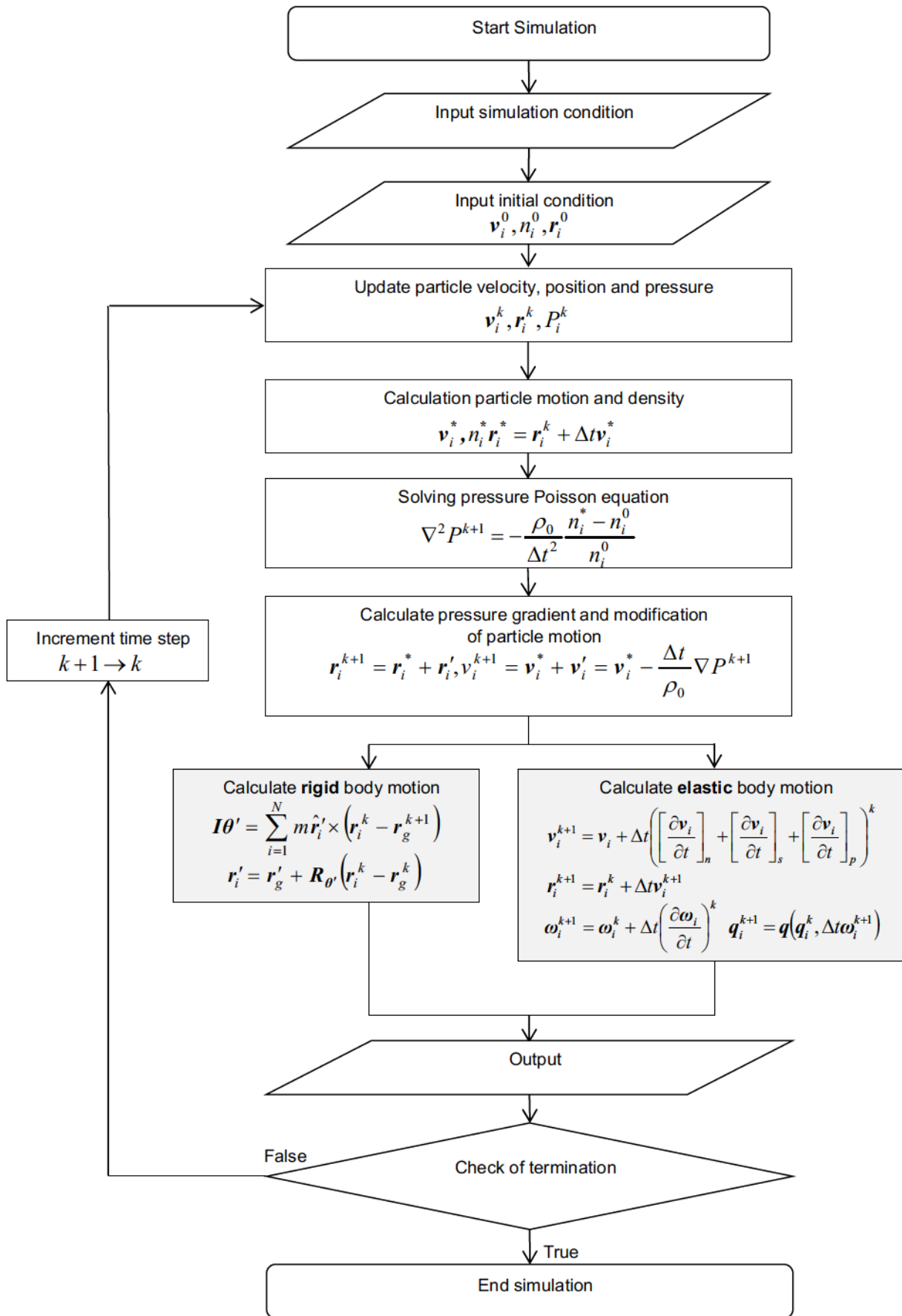


Fig. 2.5-3 Simulation algorithm of the MPS method with object motion

2.6. 摩擦力のモデル化

浮体と建築物の衝突現象を扱っていく上では、物体間の衝突接触面における摩擦問題を考慮していくことが必要である。前章にて浮体と建築物に関する衝突問題において東日本大震災を含めた過去の津波災害の事例にあわせて衝突時における物体表面間の接触現象について指摘した。

MPS法における剛体モデル或いは厚肉弾性体粒子モデルにおける摩擦問題を扱った既存研究の例を挙げると、稲垣ら²⁶⁾や田中ら²⁷⁾がある。しかし前章でも指摘した通り、時系列における数値計算の不安定性が問題として挙げられ、衝突中における摩擦力の問題は微小時間内での現象となることから、計算時間刻みに対して不安定となる要素が強いこれらの手法は適切でないといえる。相田ら²⁸⁾が提案する物体表面における摩擦力のモデルは数値計算上での不安定性は回避できるがその精度において理論上の摩擦係数に対して2倍以上の誤差が見受けられており、計算精度や実現象への実用性の観点からは十分に整備されているとは言い難い。さらに対象とする物体は剛体モデルを取り扱っていることから物体の表面に作用する摩擦力の影響による変形や応力の評価までは考慮されておらず、接触や衝突時の物体の挙動解析手法として開発の余地があるといえる。そこで本手法では相田ら²⁸⁾が提案する摩擦モデルをベースにし、弾性体解析への拡張と実用的な精度によって現象を再現可能なモデル開発を行う。基本としては計算上における人工的な係数の設定を行わず直接摩擦問題を扱う手法に関して提案し、弾性体における取扱としては摩擦による変形および応力の評価も行う。

並進運動；

まず、MPS法におけるアルゴリズムの中で浮体計算が終了した時点から物体間に作用する摩擦問題を考える。計算の段階では、流体と浮体の粒子はそれぞれの支配方程式により k ステップから $k+1$ ステップへの位置と速度の情報を得ている。ここで、接触している壁粒子に対して摩擦問題を考えると、粒子間での接触の有無について判定する関数を式(2.6-1)のように定義することができる。また、浮体粒子1つに作用する摩擦力は式(2.6-2)のように表す。 k ステップから $k+1$ ステップにかけて得られた位置ベクトルの差は、外力によって浮体が移動した距離（移動長さ）と考えることができ、この移動長さから摩擦力によって物体が動くべき位置（修正移動量）を求める。剛体モデルでは1つの粒子に作用する摩擦力は重心に作用する力と置き換えることができる。これを、浮体の接触面での粒子全てで積分すると式(2.6-3)になる。

$$f(r) = \begin{cases} 1 & (r < d) \\ 0 & (r \geq d) \end{cases} \quad (2.6-1)$$

$$F_i = -\mu_{fric} P_i \frac{(\mathbf{x}_i^* - \mathbf{x}_i^k)}{|\mathbf{x}_i^* - \mathbf{x}_i^k|} f(|\mathbf{x}_i^* - \mathbf{x}_i^k|) d^2 \quad (2.6-2)$$

$$F_i = \sum_{i=1}^M -\mu_{fric} P_i \frac{(\mathbf{x}_i^* - \mathbf{x}_i^k)}{|\mathbf{x}_i^* - \mathbf{x}_i^k|} f(|\mathbf{x}_i^* - \mathbf{x}_i^k|) d^2 \quad (2.6-3)$$

$$\mathbf{x}^{**} = \frac{dt^2}{m} \mathbf{F} \quad (2.6-4)$$

ただし、 d ：粒子間距離、 F_i ：粒子 i に作用する力、 M ：1つの浮体を構成する粒子数、 μ_c ：静止摩擦係数、 P_i ：粒子 i に作用している圧力、 \mathbf{x}_i^* ：粒子 i の仮位置ベクトル、 \mathbf{x}_i^k ：粒子 i の k ステップ目での位置ベクトル、 \mathbf{x}^{**} ：摩擦による修正移動量ベクトル、 dt ：シミュレーション時間ステップ、 m ：浮体質量とする。

回転運動；

並進運動により摩擦力の取り扱いと同様に、壁粒子と接触している1つの浮体粒子が重心周りに与えるトルクを考えると式(2.6-5)になる。回転に対しても構成している浮体粒子全体で積分すると式(2.6-6)になり、浮体重心周りに作用するトルクとすることができる。

$$N_i = (\mathbf{x}_i^* - \mathbf{x}_g^*) \times F_i \quad (2.6-5)$$

$$N = \sum_{i=1}^M (\mathbf{x}_i^* - \mathbf{x}_g^*) \times F_i \quad (2.6-6)$$

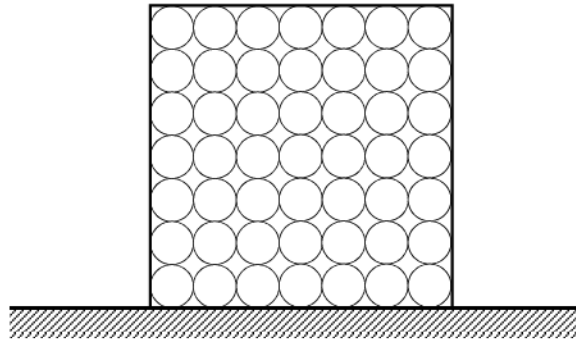
$$\theta^* = \mathbf{I}^{-1} N dt^2 \quad (2.6-7)$$

$$\mathbf{x}_i^{k+1} = \mathbf{x}^{**} + \mathbf{R}_\theta (\mathbf{x}_i^* - \mathbf{x}_g^k) \quad (2.6-8)$$

ただし、 N_i ：粒子 i が重心に与えるトルク、 \mathbf{x}_g^k ：浮体の k ステップ目での重心位置ベクトル、 θ^* ：修正回転角ベクトル、 \mathbf{I} ：浮体の慣性モーメントとする。

式(2.6-4)、式(2.6-7)によって求めた修正する移動量ベクトルと回転角ベクトルによって摩擦力が作用した場合の浮体粒子全体の修正位置が求まる[式(2.6-8)]。ただし、修正移動量ベクトルの各方向成分の摩擦力に対して、その摩擦力による成分を除いた外力による物体の移動量を超える場合、浮体は k ステップから移動しないものとする。また、修正する移動量によって浮体の位置関係が k ステップでの位置まで戻すことができない場合、摩擦係数を動摩擦係数にすることで静止摩擦と動摩擦の両方の問題を考慮することができる。弾性体モデルは、摩擦力によって物体表面に変位が発生するので、摩擦力による修正移動量は物体表面粒子にのみ作用させ、その後再度表面に作用した外力による弾性変位を解き、物体の挙動を再現する。以下 Fig.2.6-1 および Fig.2.6-2 に剛体モデルと弾性体モデルにおける本物体表面における摩擦モデルの取り扱いに関する概要と Fig.2.6-3 に計算フローについて示す

k step



$k+1$ step

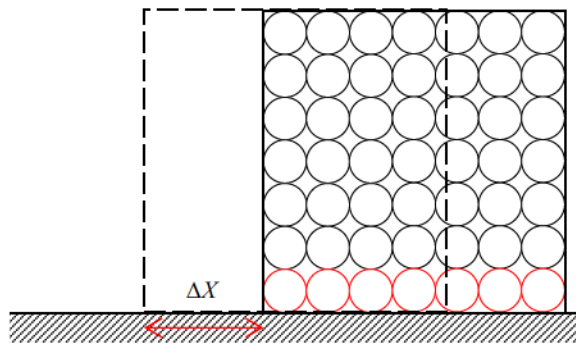
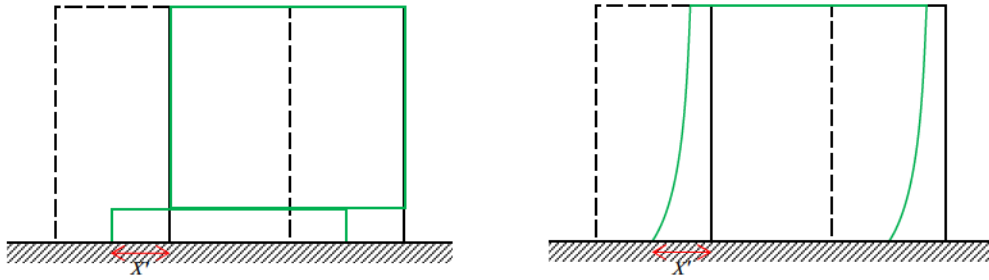


Fig. 2.6-1 Concept of friction model

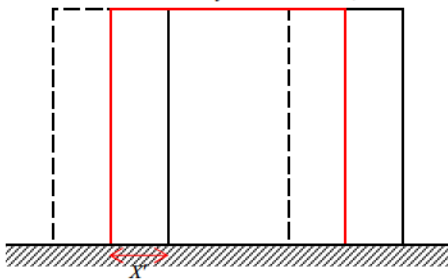
$k+1$ step

Position of modification by friction force, Case of elastic body



$k+1$ step

Position of modification by friction force, Case of rigid body



x' : Vector of position of modification

Fig. 2.6-2 Concept of friction model

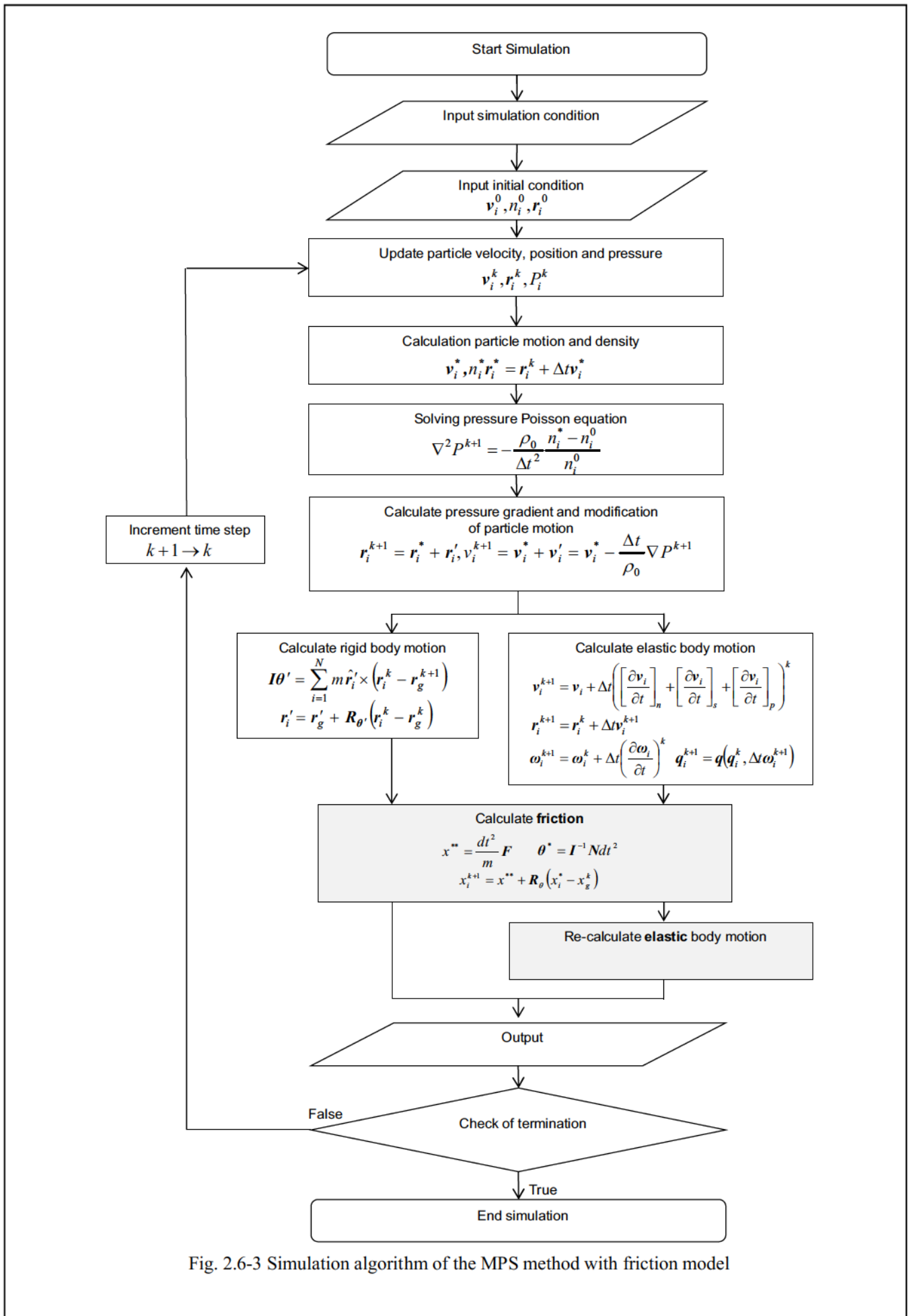


Fig. 2.6-3 Simulation algorithm of the MPS method with friction model

2.7. シミュレーションの高速化

MPS 法では、それぞれの影響を及ぼし得る粒子に対して相互間作用を計算時間ステップ毎に行う必要がある。粒子数が少ない場合であれば全体の計算時間に対するコストは少なく済むが、本論で焦点を置くような沿岸域から陸域までの一連の津波現象を再現する上ではそのコストはその分増加する。特に、本研究のような圧力勾配を半陰解法として扱う MPS モデルでは粒子数が増えるに従って 1.5 乗に比例して計算量が增大するため、計算時間の主要な部分がそれに当てられることとなる。高精度且つ高速に実現現象を予測する上では、計算速度を十分に担保することが必要である。プログラムコード内で計算時間を要する部分は大きく分けて 2ヶ所あり、近隣の粒子を探索する部分と圧力項を陰的に解く部分である。増田ら³⁷⁾による取り組みでは、近隣の粒子探索処理において格子分割法を適用することで、近傍の粒子探索処理を高速化している。加えて、圧力のポアソン方程式の解法に対しては ICCG 法等を用いることで収束計算が早くなることを示している。MPS 法では、ICCG 法は CG 法と比較して収束が早くなることは既存の取り組みにより多く示されている。ICCG 法は前進後退代入を含み、この部分の並列化としての計算処理の向上は容易に行えない。また、RICInvCG 法^{38),39)}のように前進後退代入を含まない CG 法についていくつか取り組まれているが前処理行列の生成自体の並列化は行われていないのが現状にある。他の取り組みの中では、行列の収束計算の必要がない陽解法 MPS(Moving Particle Simulation)モデルも大地ら^{40),41)}により示されているが、計算途中に圧力擾乱が発生してしまい、実用的な計算手法として改善の余地があるといえる。

本節のはじめに述べた通り、MPS 法において粒子数が増える程その計算量は粒子数に対して 1.5 乗に比例し増加するが、単純に粒子数を削減する手法も既存研究として試みられている。これは粒子間距離をマルチに定義する解像度可変型 MPS 法の研究⁴²⁾や、流体解析においては流入・流出境界の設置方法によるもの⁴³⁾が挙げられる。しかし、さらに大規模な数値シミュレーションを実施する上では、ソフトウェアによる高速化のみならずコンピュータ・ハードウェア利用による高速化手法が実用上必要不可欠であるといえる。コンピュータ・ハードウェアによる計算処理の高速化は一般的にマルチコア CPU を利用することが代表的な手法として挙げられる。これは単一のコンピュータシステムに CPU が 2 つ以上搭載されている場合でも特別な通信の記述なしでマルチコアによる並列化が可能であることから容易に実装することが出来る特徴を持つ。

上述した現状から本手法の中では近隣の粒子の探索においては格子分割法を用い、圧力のポアソン方程式の解法には SCG 法^{44),45)}を用いることとする。さらにプログラム全体の高速化を目指すに当たり共有メモリシステムで利用される OpenMP を用いることでその並列化を行うこととする。Fig.2-8-1 にプログラムフローと並列化を行う実行領域を示す。

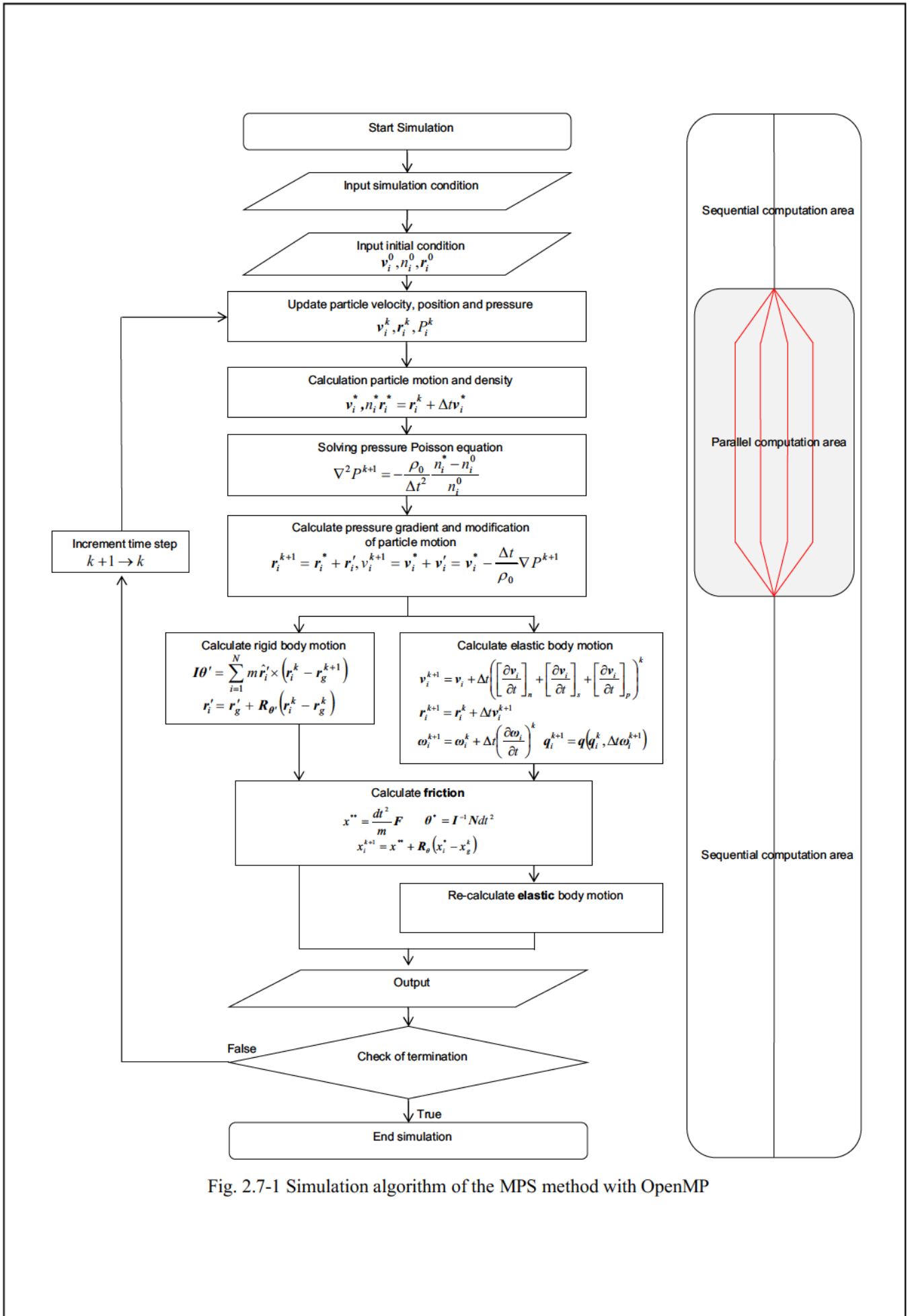


Fig. 2.7-1 Simulation algorithm of the MPS method with OpenMP

第3章

水槽実験および解析解による本手法の妥当性に関する評価

3.1. 衝撃波圧の再現に関する妥当性の評価

前章までにより、MPS 法における基礎的な流体解析から本研究で提案した弾性体摩擦モデルまでの一連のモデル上の取り扱いをまとめた。本章では本手法に関して、以下に列挙する項目について水槽実験および解析解との比較からその妥当性と実用計算上の有用性を検討する。

すなわち、

- ① 陸上遡上する津波の衝撃波圧における水槽実験の再現
- ② 弾性体モデルの変形に対する応力と運動量の妥当性
- ③ 剛体モデルと弾性体モデルの計算時間刻みへの依存性に関する検討
- ④ 物体表面間の摩擦モデルの妥当性の評価

以上を検討する。本節では①における衝撃波圧の再現に関して、水槽実験を実施し、水面変動量や流速、陸上遡上後の浸水深、遡上流速、建築物に作用する衝撃波圧の時刻歴分布に対して、MPS 法による再現シミュレーションした結果と比較を行う。詳細は次項から述べる。

3.1.1. 水槽実験と MPS 法による再現計算

前章の中で従来 MPS 法における長距離伝播時の波形の再現精度が著しく低下する問題点が存在した。これに対して入部ら^{30,31)}の提案する勾配計算の高精度化モデルは規則波中においてその波形保存性を確認している。しかし周期の短い波浪における検討のみを考察するとどまり、津波のような周期の長い流体解析への適用性は示されていない。これを踏まえ、相田²¹⁾はその問題点を指摘し、前述した津波のような場合でも水柱崩壊による水槽実験との比較からその伝播特性を良く捉えられていることを示し、入部ら^{30,31)}の勾配計算の高精度化モデルの津波伝播問題に対して有用であることを示した。しかし、津波遡上後の衝撃波圧に関する検討までは行われておらず、遡上後の津波の建築物に作用する衝撃波圧がどの程度再現性があるか明確にされていない。そこで本検討ではこれらを踏まえ、水柱崩壊によって造波される津波水槽を用いて陸上遡上後の建築物の衝撃波圧までの一連の現象に関して MPS 法によって再現シミュレーションし、本モデルの有用性を検討する。

a) 水槽実験概要

本項では水槽実験概要を示す。

実験概要図を Fig. 3.1-1～Fig. 3.1-4 に示す。津波発生水槽は、日本大学工学部テクノプレース 15 における水槽試験棟の断面 2 次元水槽である。本水槽はピストン式造波板と水柱崩壊用の造波装置が完備されており、本検討ではこの水柱崩壊水槽による造波装置を用いている。Fig. 3.1-1 がその平面全体図である。図中左側に水柱を貯める貯水部があり、ゲートを鉛直上向きに開くことでそれを模擬する。

ゲート前面から 4.5m 離れた位置に模型岸壁を設置し、海域から伝播する津波が陸上に遡上する状況を仮定する。計測項目は海域（図中 P_0 ）において水面変動量および流速とし、陸域を想定する模型岸壁上で浸水深と遡上流速を計測し、それぞれ P_1 ～ P_4 の地点で計測を行った。また P_1 ～ P_4 の地点 X は岸壁先端から 0.12m の間隔で設置している。岸壁と水深の天端高さは 0.02m となっており、前面水深は 0.2m を有する。以上をまず建築物を設置せずに津波を伝播させ、その際の上記の計測項目を測った。計測装置は波高においては容量式波高計をそれぞれの地点で用い、流速はプロペラ式流速計を使用する。

次段階として、陸上の P_1 ～ P_4 の地点に建築物模型を設置する (Fig. 3.1-3)。ここで建築物の底面部に圧力センサーを等間隔に接着させ、陸上遡上した津波の建築物作用する衝撃波圧を計測する。なお、圧力センサーは H_1 ～ H_3 の高さに 0.02m 間隔で設定した。圧力センサーは建築物前面部における長さ方向に対して中線上になるようにした。建築物模型規模は 0.4m×0.6m×0.12m（高さ×長さ×奥行き）である。 H_1 ～ H_3 の高さに設定した建築物を上記の遡上流体を計測した P_1 ～ P_4 の地点で建築物を設置し、それぞれの衝撃波圧を計測した。なお、水槽実験に関する実現象の再現性を検討するため、それぞれの計測項目に対して 2 波以上の再現性で検討している。

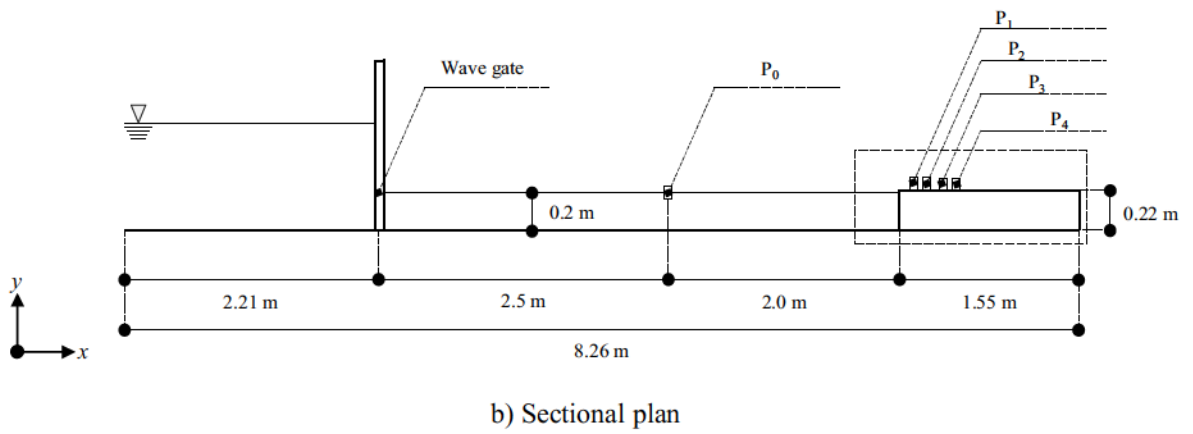
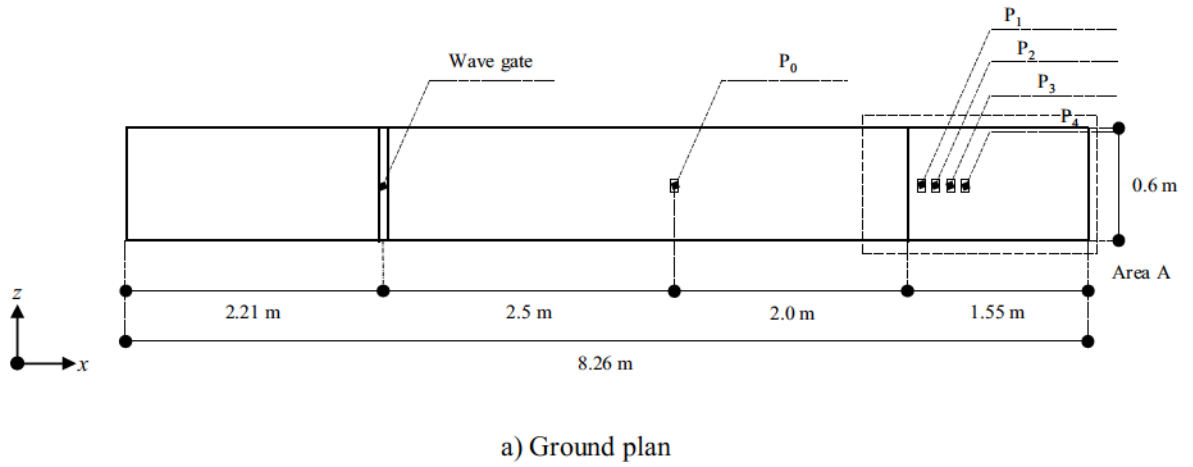


Fig. 3.1-1 Tank experiment setup system

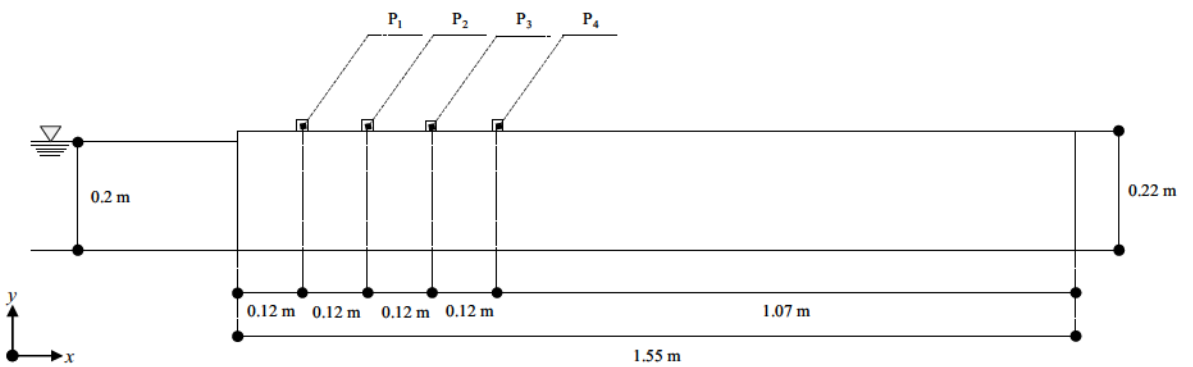


Fig. 3.1-2 Sectional plan of area A

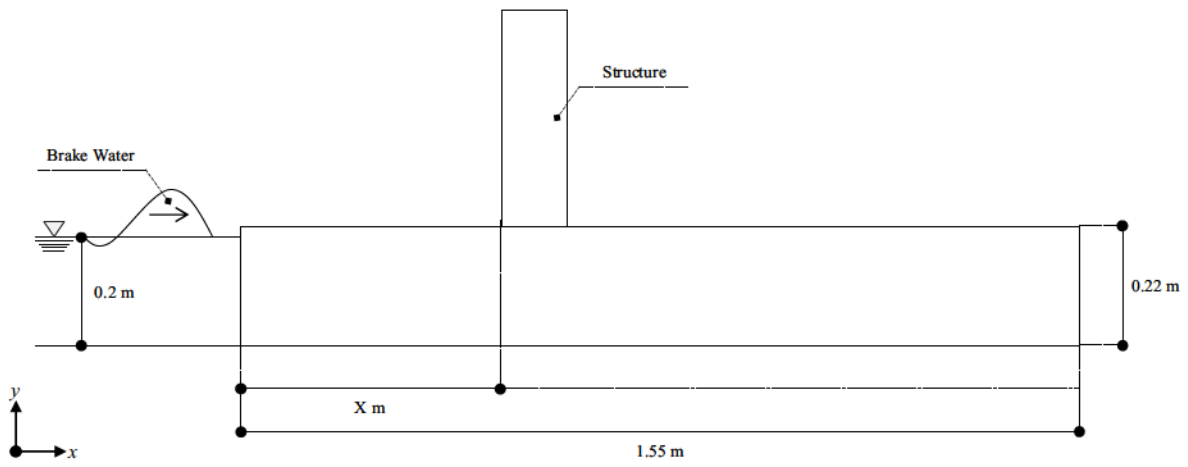


Fig. 3.1-3 Tank experiment sectional setup system with structure

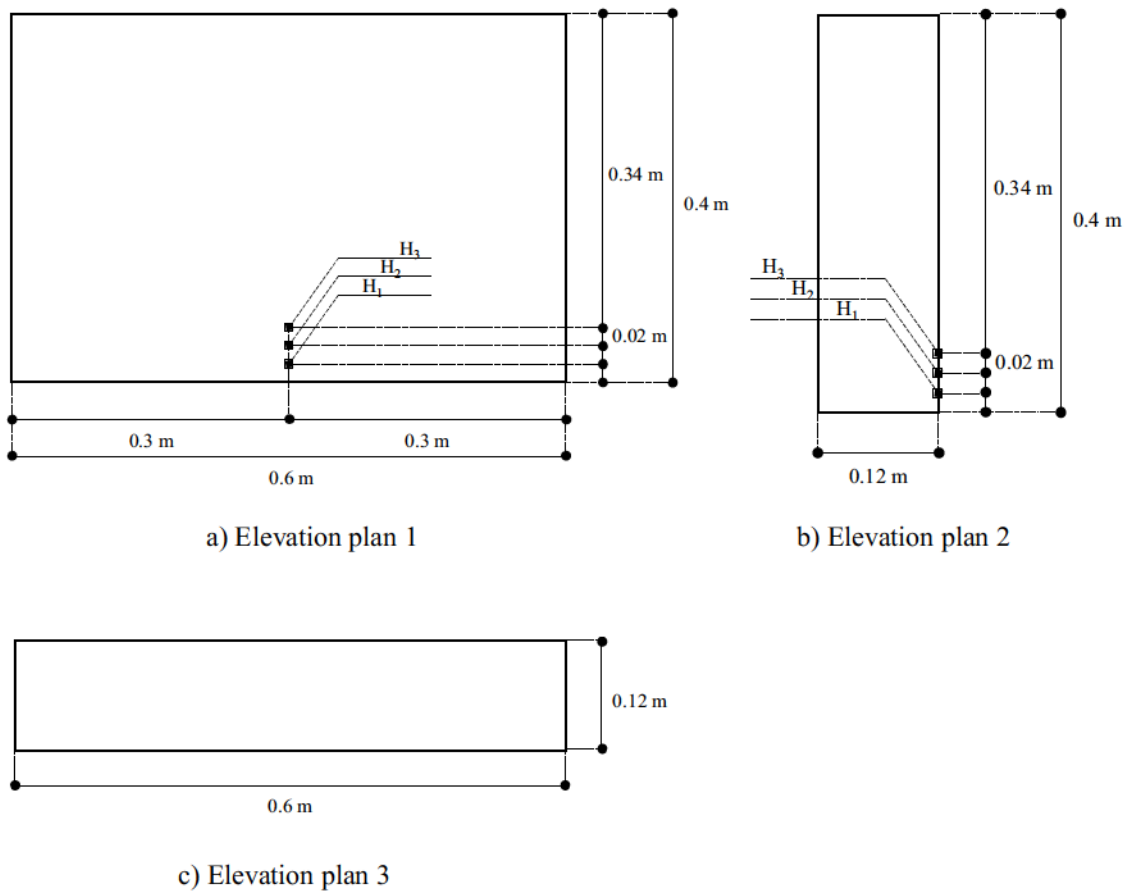


Fig. 3.1-4 Detail of elevation plan of structure

b) 数値シミュレーション概要

本項では、水槽実験の再現シミュレーションを MPS 法により行う。実現象の再現を行うため、それぞれの位置関係は数値モデル上同様の条件を設定する。以下 Fig. 3.1-5 に数値計算概要図を示す。造波方法は水柱崩壊を再現するため、MPS 法ではダムブレイクによる造波方法を採用する。解析点は水槽実験と同様の位置にて行い、まず建築物を設置する前に津波のみの遡上シミュレーションを行う。その後に、建築物を設置し、その地点に関する前項で圧力センサーを接着した位置での衝撃波圧に関して解析を行う。以上の解析結果を基に、水槽実験による計測結果と MPS 法の数値シミュレーション結果を比較することで、本モデルの実用計算上の有用性を考察する。数値計算条件は Table 3.1-1 に示す。計算時間は 10.0s とし、計算時間刻みは 1.0×10^{-3} s とした。空間解像度である粒子間距離は一様とし、0.005m とした。流体の単位体積当たりの密度を 1000.0 kg/m^3 とした。また、数値シミュレーションを実施する上で MPS 法上では圧力振動の問題が大きな課題とされている。前章の MPS 法に関するモデルの記述で示している通り、この圧力振動低減手法に Masuda *et al.*³⁵⁾ のモデルを本手法は取り入れている。Masuda *et al.*³⁵⁾ の検討により、このシミュレーション精度において圧力振動を定量的に抑えることのできる定数の提案がなされている。本検討ではその記載にならい、圧力低減モデルに関する定数を設定した。

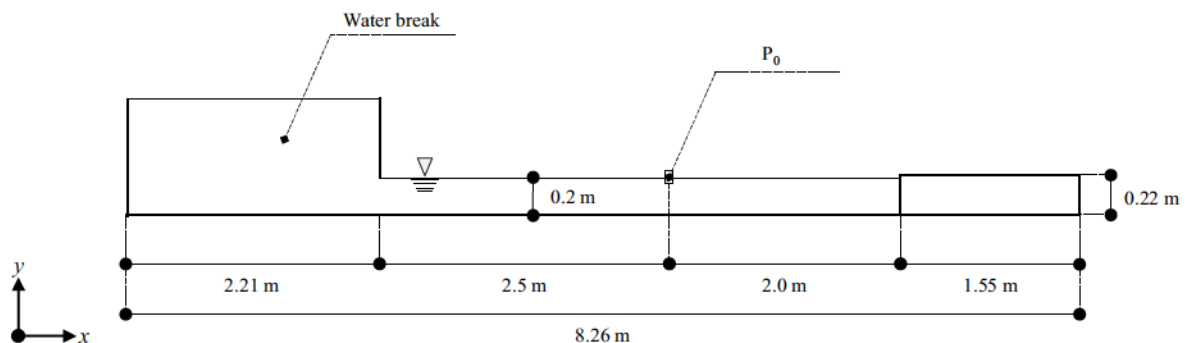


Fig. 3.1-5 Simulation setup system

Table 3.1-1 Simulation condition

Simulation time	(s)	: 10.0
dt	(s)	: 1.0×10^{-3}
Number of particle	(num.)	: 173,639
Particle distance	(m)	: 0.005
Density	(kg/m^3)	: 1000.0
N	(-)	: 2
lim	(-)	: 10

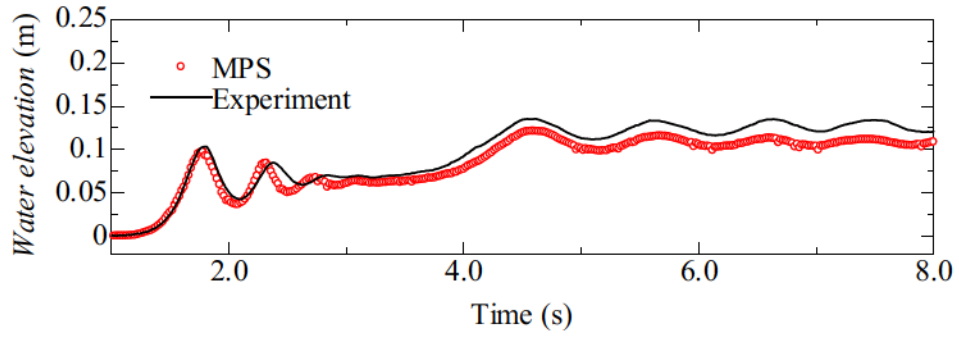
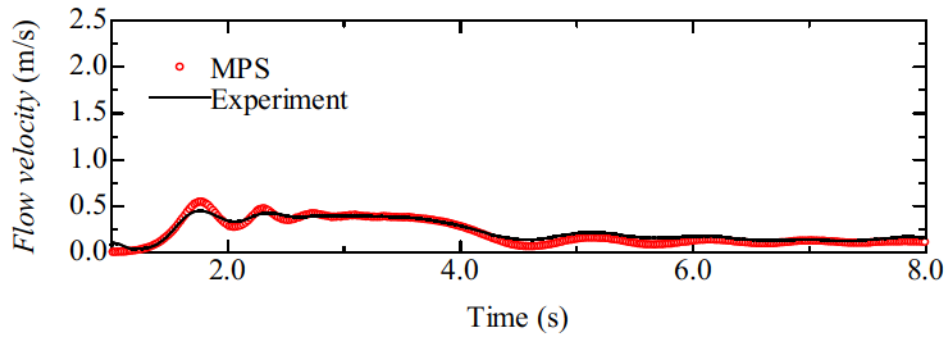
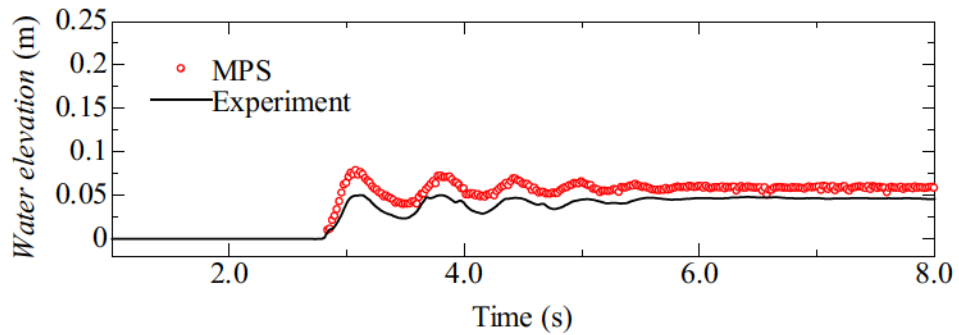
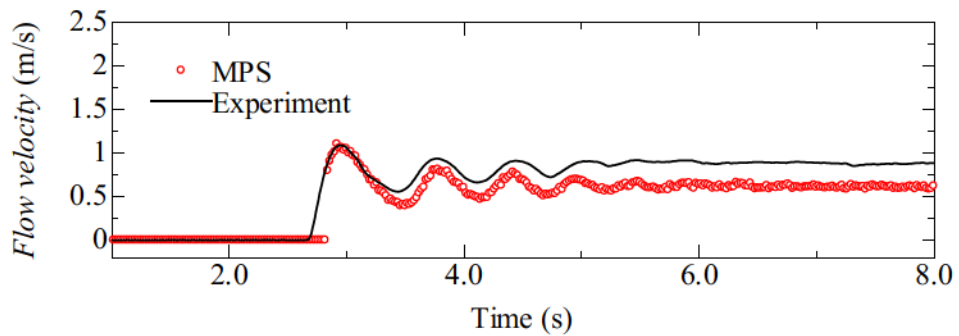
c) 結果および考察

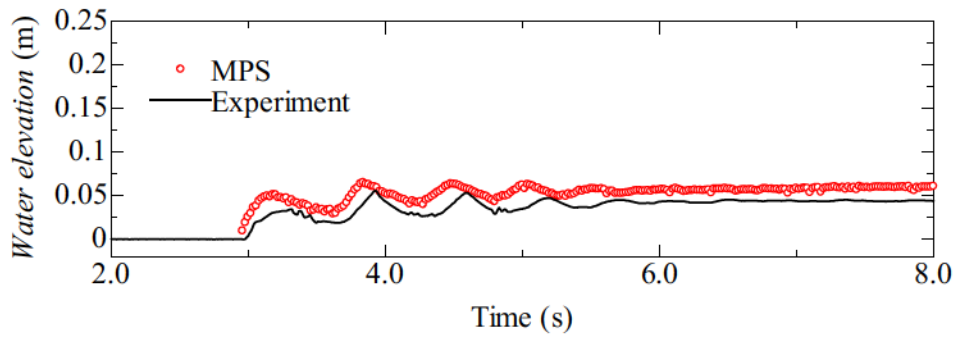
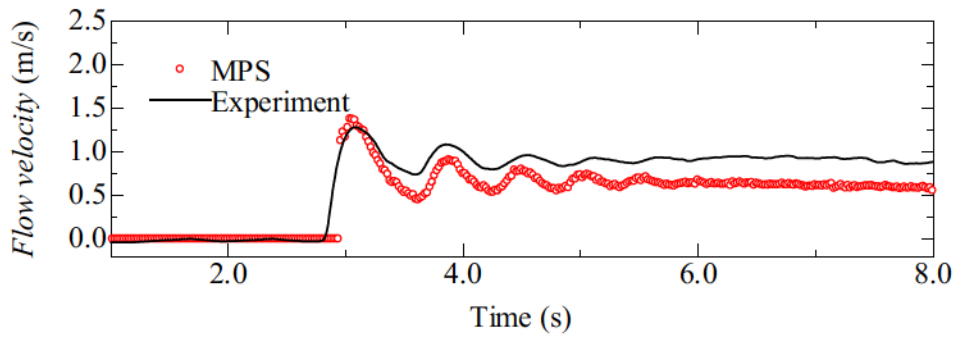
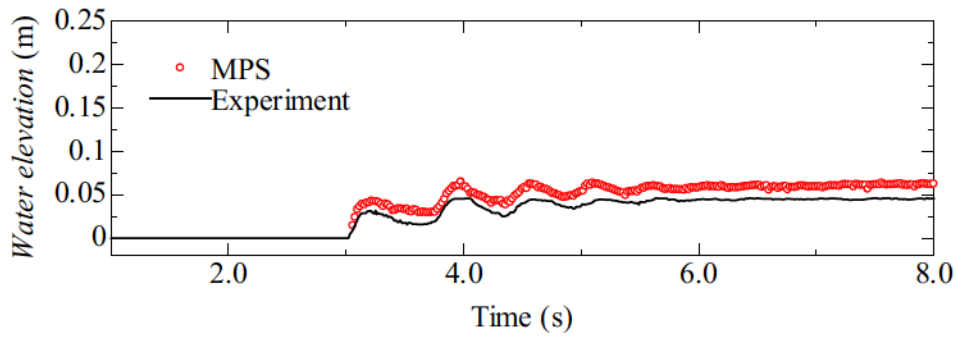
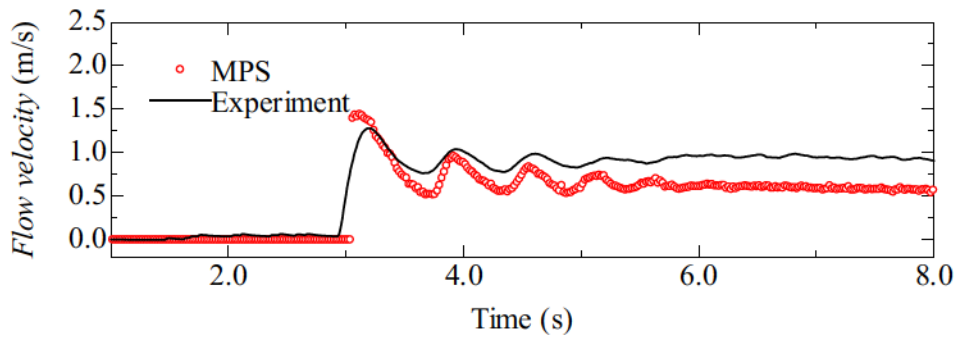
水面変動量および流速の比較：

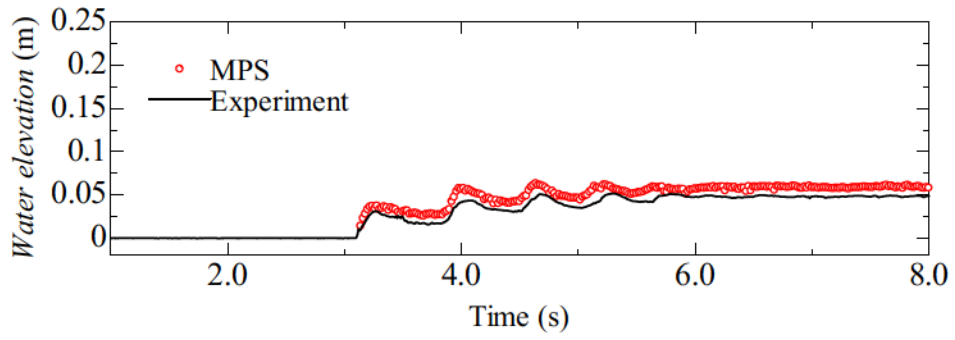
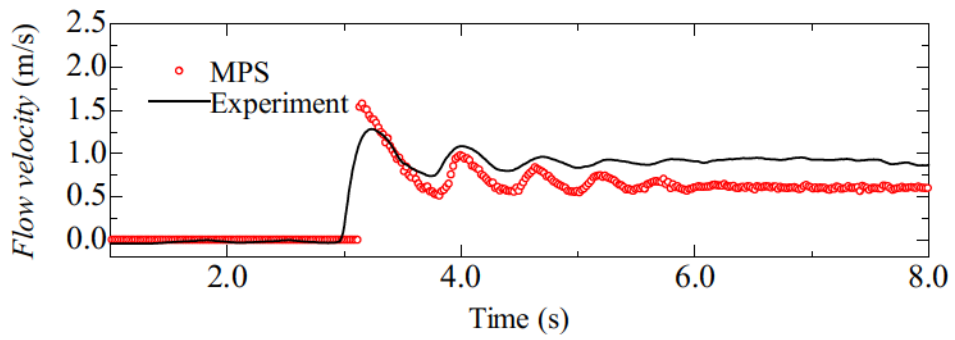
まず、水槽実験における建築物を設置しない場合の $P_0 \sim P_4$ の地点における水面変動量と流速、浸水深、遡上流速の再現性に関して以下に結果をまとめた。すなわち、Fig. 3.1-6～Fig. 3.1-15 がその結果を示しており、Fig. 3.1-6 および Fig. 3.1-7 は P_0 の地点における結果であり、Fig. 3.1-8 および Fig. 3.1-9 は P_1 の地点、Fig. 3.1-10 および Fig. 3.1-11 は P_2 の地点、Fig. 3.1-12 および Fig. 3.1-13 は P_3 の地点、Fig. 3.1-14 および Fig. 3.1-15 は P_4 の地点の結果である。

以上の P_0 の地点での MPS 法との水面変動量と流速の比較から、良好な一致を示す傾向が結果から確認できる。一方で第 1 波目の立ち上がりから第 2 波が伝播し、それ以降にも津波が作用し続けていくに従って、両者の位相差が確認できる。これは水槽実験における水柱崩壊の造波法の違いによるものであると考えられる。特に、造波装置の問題として、本実験中において、貯水部のゲート境界で水漏れが確認されている。これにより、貯水域の高さと岸壁前面水深の深さ関係が軽微であるが流量の差が生じ、結果として上記に挙げた両者の差異が生じたと考えられる。流速も全体の傾向は再現性がとれているといえるが、1 波目の立ち上がりが MPS 法の方が若干大きい傾向を示している。これは上述した造波装置の問題もあり、津波の流量が変化し、流れに対するエネルギーの伝播特性が変化してしまったためであると考えられる。

次に、Fig. 3.1-8～Fig. 3.1-15 で示すように、各遡上後の浸水深と遡上流速の分布を比較すると、全体の傾向は大方再現することが出来ているといえる。しかし、浸水深に関するそれぞれの地点における比較を見てみると、MPS 法が浸水深の値が大きい傾向を示す。上述した水柱崩壊ゲートの問題点もあることが要因として考えられる。また、他の原因として、MPS 法では壁境界に対してフリースリップ条件を導入してあるが、厳密には粒子で構成された面には凹凸が存在し、これによって流体粒子が壁粒子同士の間に入り込む余地が発生する。これらの要素の影響も合わせり本検討の差異が生じたとされ、計算精度を向上する場合は、水柱崩壊ゲートの制御装置の改善と空間解像度を向上することでさらに再現精度は十分に保たれると考えられる。一方で Fig. 3.1-11, Fig. 3.1-13, Fig. 3.1-15 に示す遡上流速の結果は、MPS 法の解析結果の波の先頭が切り立つように分布しているが、これは実験の計測精度の問題が考えられる。本実験で使用したプロペラ式流速計は直径が 0.01m であり、先端部分が完全に没水しない限り正確な流速を計測することができない。すなわち、遡上先端部の流速の精度は、それに伴って実験の値が過小に計測されてしまう傾向となってしまう。MPS 法では、先端の速度を数値シミュレーション上解析することが可能であるのでこのような差異が生じたと考えられる。

Fig. 3.1-6 Wave elevation at P_0 Fig. 3.1-7 Flow velocity at P_0 Fig. 3.1-8 Wave elevation at P_1 Fig. 3.1-9 Flow velocity at P_1

Fig. 3.1-10 Wave elevation at P₂Fig. 3.1-11 Flow velocity at P₂Fig. 3.1-12 Wave elevation at P₃Fig. 3.1-13 Flow velocity at P₃

Fig. 3.1-14 Wave elevation at P₄Fig. 3.1-15 Flow velocity at P₄

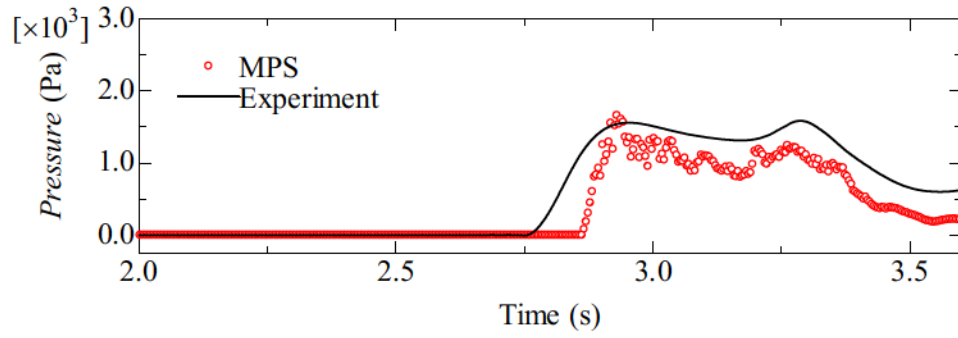
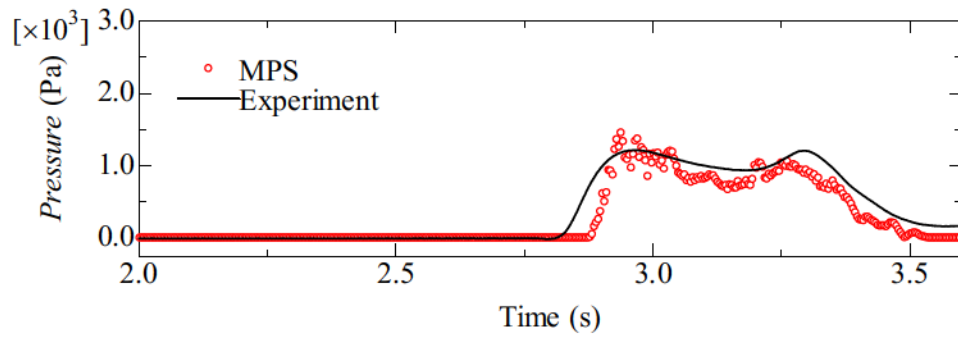
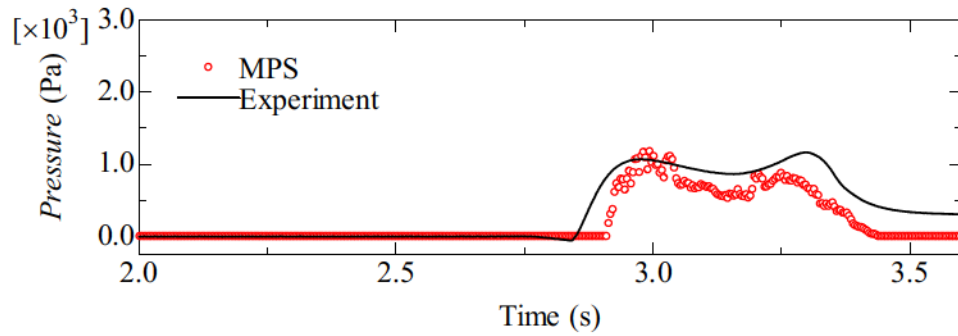
衝撃波圧の比較：

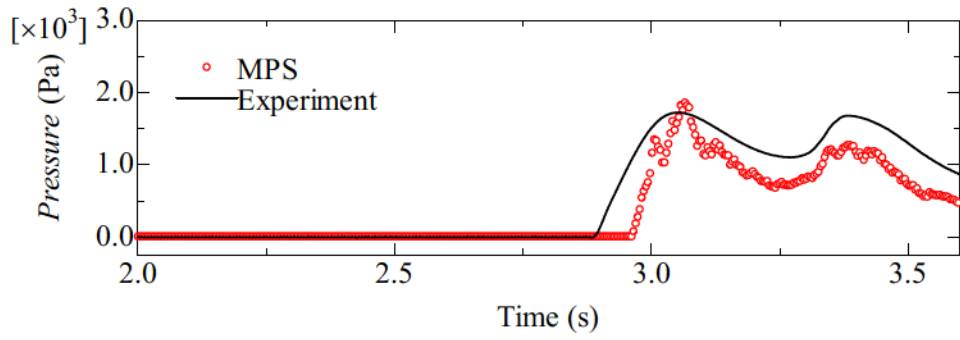
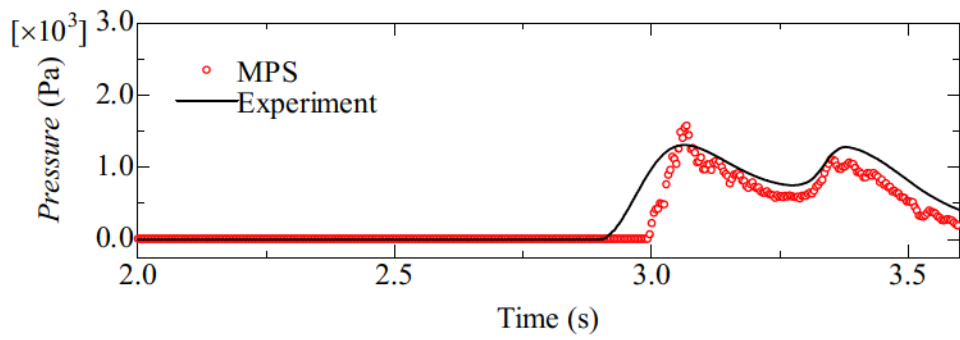
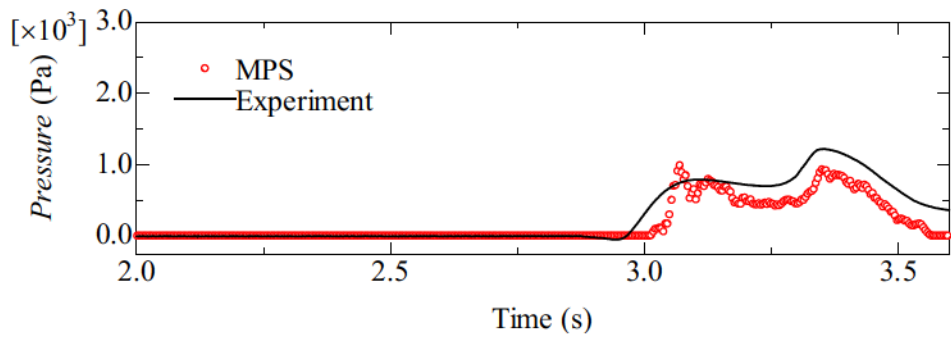
次に、水槽実験における建築物を設置した場合の $P_1 \sim P_4$ の地点における圧力値に関する比較結果を以下にまとめる。Fig. 3.1-16～Fig. 3.1-18 は P_1 の地点における各設置高さに対する時刻歴の圧力応答分布であり、Fig. 3.1-16 は H_1 地点であり、Fig. 3.1-17 は H_2 地点、Fig. 3.1-18 は H_3 である。これと同様に Fig. 3.1-19～Fig. 3.1-21 は P_2 の地点であり、Fig. 3.1-22～Fig. 3.1-24 は P_3 の地点、Fig. 3.1-25～Fig. 3.1-27 は P_4 の地点である。

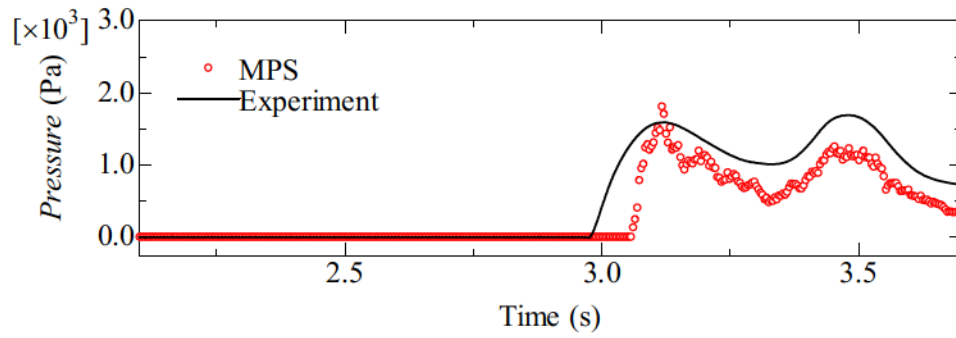
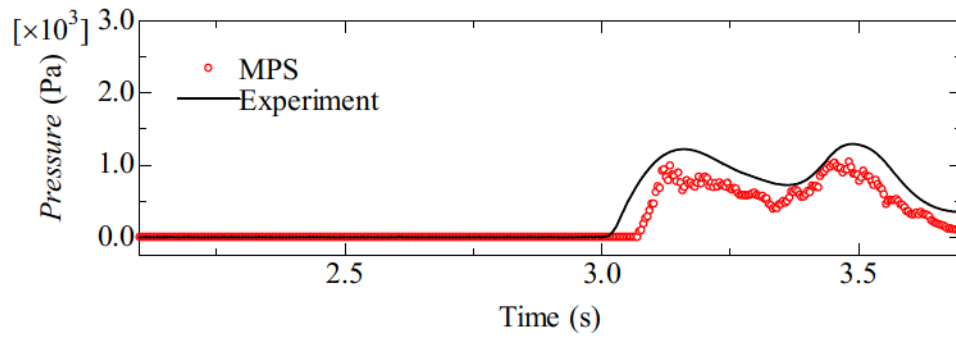
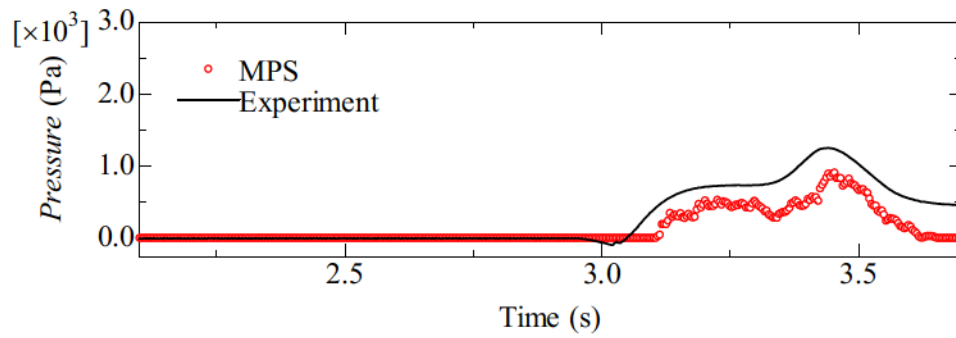
Fig. 3.1-16～Fig. 3.1-27 の水槽実験と MPS 法による衝撃波圧の比較を見ると、水槽実験を全体を通して再現できていることがわかる。また、衝撃波圧の衝撃波形は遡上流体の先端が模型建築物に作用する第 1 波と、その後再度衝撃波形が立ち上がるような特徴が確認できる。これは遡上した流体の先端が建築物に反射し、上方向に跳ね上がった水塊が再度落下したものであると推察できる。水槽実験と MPS 法でも圧力計測地点が高くなる H_3 の地点が H_1, H_2 と比較して小さい傾向を示していることがわかる。また、 $P_1 \sim P_4$ の設置位置に関係なく圧力計測地点の H_3 では、水塊が落下した場合の波圧が大きい傾向を示し、陸域に行くにしたがって ($P_1 \Rightarrow P_4$) その傾向は大きくなることわかる。

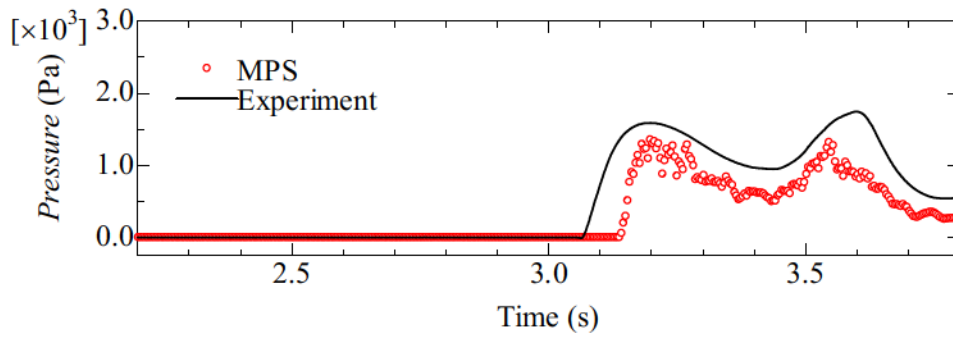
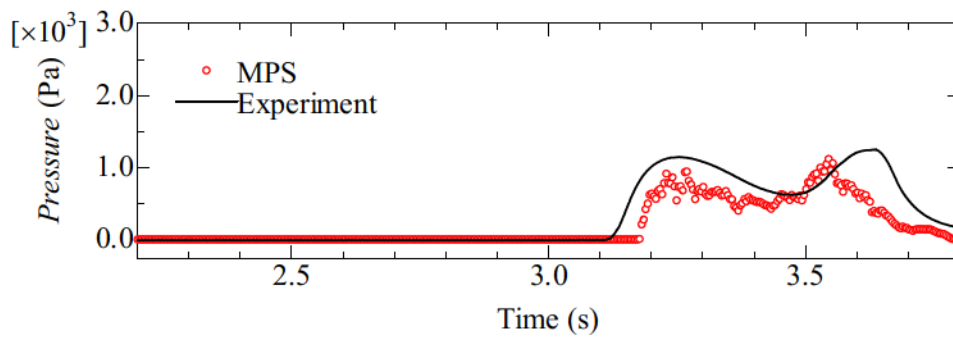
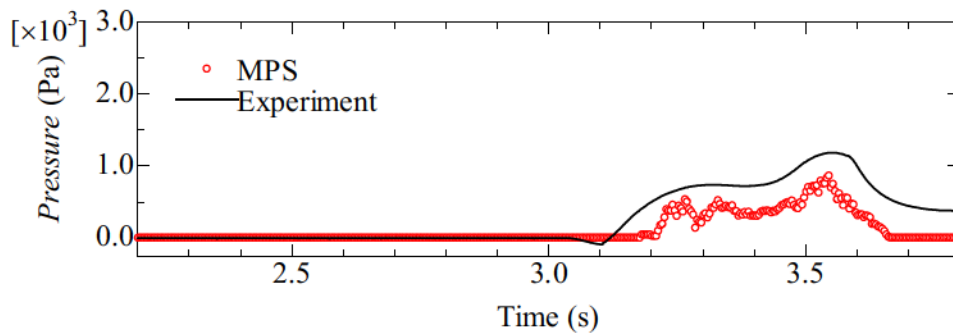
一方で、水槽実験と比較して MPS 法の波圧は低い傾向にある。この原因として考えられるのは、壁境界を粒子で構成していることによる表面の凹凸の影響が大きいと考えられる。浸水深に関する考察中でも触れたが、壁境界を空間離散した粒子によって構成した場合、壁境界の粒子間に谷が存在する。一般に MPS 法における重要なパラメータである粒子数密度の算出には、影響半径の範囲内に存在する粒子との粒子間距離を変数とし、これに強く依存する。流体粒子が壁境界との接触が生じる場合、上述した壁境界の粒子間にある谷に入り込める余地が生じてしまう。すなわち、壁境界で構成された粒子面を滑るような現象では、その凹凸により流体の剥離が発生し、波圧の差異が生じると考えられる。またこの問題は、自由表面として判定されやすい水しぶきの先端となるほど傾向が強くなると推察できる。

しかし、非線形性が非常に強い建築物に作用する衝撃波圧に関する実現象の再現やその特徴を本手法では上手く説明することができ、その精度においても十分に実用性があるといえる。以上の検討から、本手法における遡上した津波の衝撃波圧解析への有用性は高いことを示すことができた。

Fig. 3.1-16 Pressure at P₁ (H₁)Fig. 3.1-17 Pressure at P₁ (H₂)Fig. 3.1-18 Pressure at P₁ (H₃)

Fig. 3.1-19 Pressure at P₂ (H₁)Fig. 3.1-20 Pressure at P₂ (H₂)Fig. 3.1-21 Pressure at P₂ (H₃)

Fig. 3.1-22 Pressure at P₃ (H₁)Fig. 3.1-23 Pressure at P₃ (H₂)Fig. 3.1-24 Pressure at P₃ (H₃)

Fig. 3.1-25 Pressure at P₄ (H₁)Fig. 3.1-26 Pressure at P₄ (H₂)Fig. 3.1-27 Pressure at P₄ (H₃)

3.2. 弾性体モデルの変形に対する応力と運動量の妥当性の評価

前節までは、遡上津波における流体解析に関する MPS 法の実用計算上における有用性に関する考察をまとめた。本論では浮体と建築物の衝突現象までの一連の流体—構造体相互連成問題を取り扱うため、構造体に関する計算精度に関して検討を行うことが必要となる。本手法では浮体挙動の問題を剛体および弾性体モデルを適用している点があるが、剛体モデルにおいては既存研究²¹⁾によって浮体の乗り上がりから漂流までの一連の挙動に関して実現象との再現性を得ている。本節では、本章1節冒頭で述べた②に関する検討項目を行う。すなわち、弾性体解析において重要な厚肉弾性体モデルにおける変形に対する応力値や運動量の保存性に関する検討を実施し、その妥当性を解析解との比較によってそれらの考察を行う。

3.2.1. 正弦波状の変位に対する応力に関する検討

本項は本手法における変形に対する応力値が解析解と比較しどの程度の再現性があるかを評価する。特に本検討では2次元弾性梁に対して強制的に軸方向に対して正弦波の変位 (Fig. 3.2-1) を与える際の応力分布と弾性体内部による圧力値に関して解析解との比較を行った。また、これは既存研究である越塚ら²²⁾が行った2次元弾性梁に対する解析解との妥当性の検討の再現計算でもあり、得られた結果に関してはそれらと合わせて考察することとする。

a) 数値計算概要

まず、数値シミュレーションにおける概要を示す。Fig.3.2-2 に示すような幅 0.2m、長さ 1.0m の2次元の棒状の弾性体に対して強制的に周期 0.64m、振幅 1.0×10^{-4} m の正弦波状の変位を与える。棒状弾性体の物性値は密度を $1.0 \times 10^3 \text{kg/m}^3$ とし、ヤング率を $1.0 \times 10^3 \text{Pa}$ 、ポアソン比を 0.3 とした。Table 3.2-1 に数値計算諸元を示す。

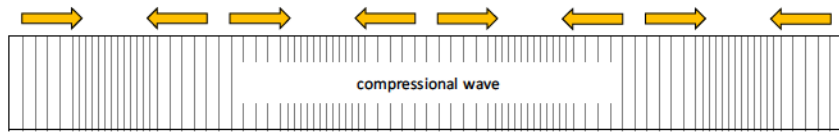


Fig. 3.2-1 Sine wave form of solid

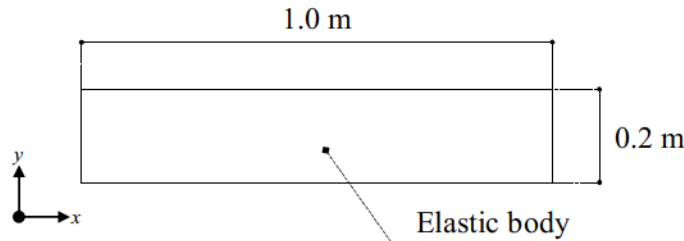


Fig. 3.2-2 Simulation setup system

Table 3.2-1 Simulation condition

Simulation time	(s)	: 1.0×10^{-3}
Number of particle	(num.)	: 2,903
Particle distance	(m)	: 0.01
Density	(kg/m^3)	: 1,000.0
Young's modulus	(Pa)	: 1.0×10^3
Poisson's ratio	(-)	: 0.3

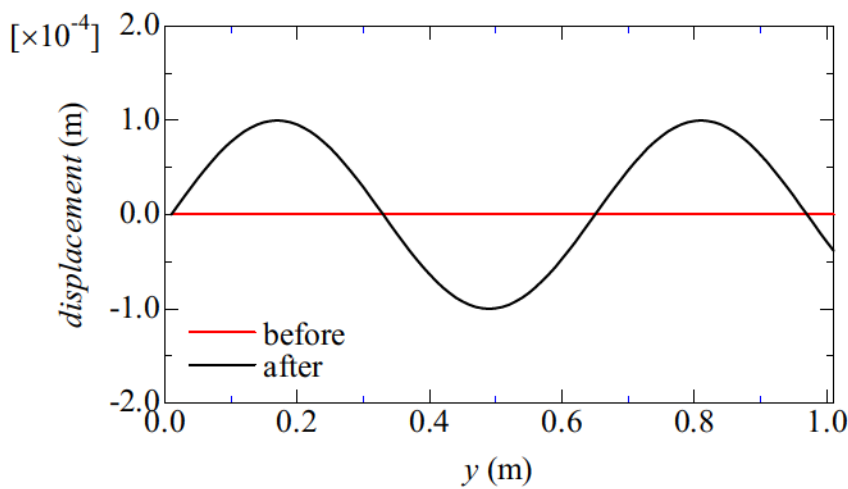


Fig. 3.2-3 Displacement of elastic body

b) 結果および考察

以下にシミュレーションによって得られた計算結果を示す。

Fig. 3.2-4 は棒状弾性体における中心線上の圧力の分布を y 方向の長さに対して示した結果であり、赤線で示したものが解析解によって得られた値である。図中実線はその際の長さ方向に対する変位の分布を示している。また、Fig. 3.2-5 は垂直応力から体積ひずみ成分を除いた結果であり、図中最大主応力を赤線で示した。

Fig. 3.2-4 から、正弦波状の変位であることから棒状弾性体には縦波のような形で y 方向に疎となる箇所と密となる変位が発生することが見て取れる。正弦波状の変位に対しては体積ひずみとしては変位が 0.0m となる地点において大きな値を示し、疎もしくは密となる際に体積ひずみが 0.0Pa となることが分かる。図中による解析解との比較では体積ひずみについて解析解との良好な一致を示した。

一方で Fig. 3.2-5 の垂直応力の分布は、3つの応力分布があり、大きく応答を示しているのが主応力方向の結果であり、次点の分布は斜め方向の分布を示している。最大主応力との解析解との比較では本モデルによって得られた最大値と良好な一致することを示すことができた。

また、これらに対する越塚ら²²⁾による同様の数値シミュレーション結果と比較すると、Fig. 3.2-6 の圧力分布では、越塚ら²²⁾の得られた結果に対して弾性梁の長さ方向に対する分布は解析解との良好な一致を示しているが、そのばらつきが確認される。これに対し、本手法による圧力分布はそのノイズ成分がなく、一様に長さ方向に対してかなりの精度で解析解の傾向を追えていることが分かった。また、本結果である Fig. 3.2-7 における垂直応力分布においては越塚ら²²⁾の結果をみると、解析解との最大値は十分に再現できているが、粒子間に対する応力の分布のばらつきが確認された。しかし本結果を見てみるとその精度に関しても向上することが確認され、弾性体に関する変形による応力解析が十分に高い精度で再現することができることを示すことが出来た。

以上の結果より、本モデルにおける弾性構造解析について、応力算出および体積ひずみの静的な構造解析に対して適用性があるといえる。

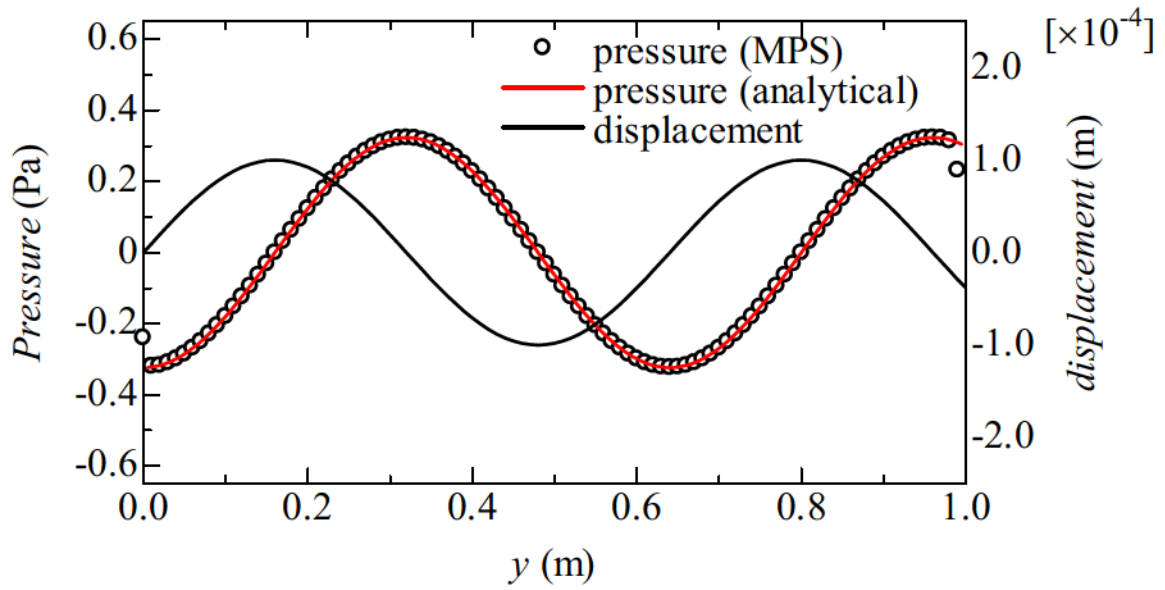


Fig. 3.2-4 Comparison of pressure

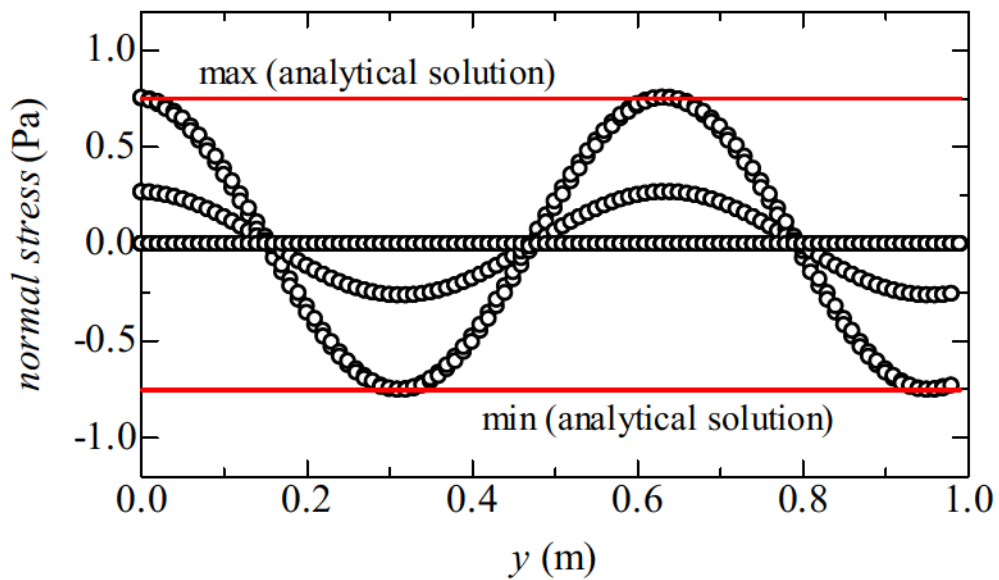


Fig. 3.2-5 Comparison of normal stress

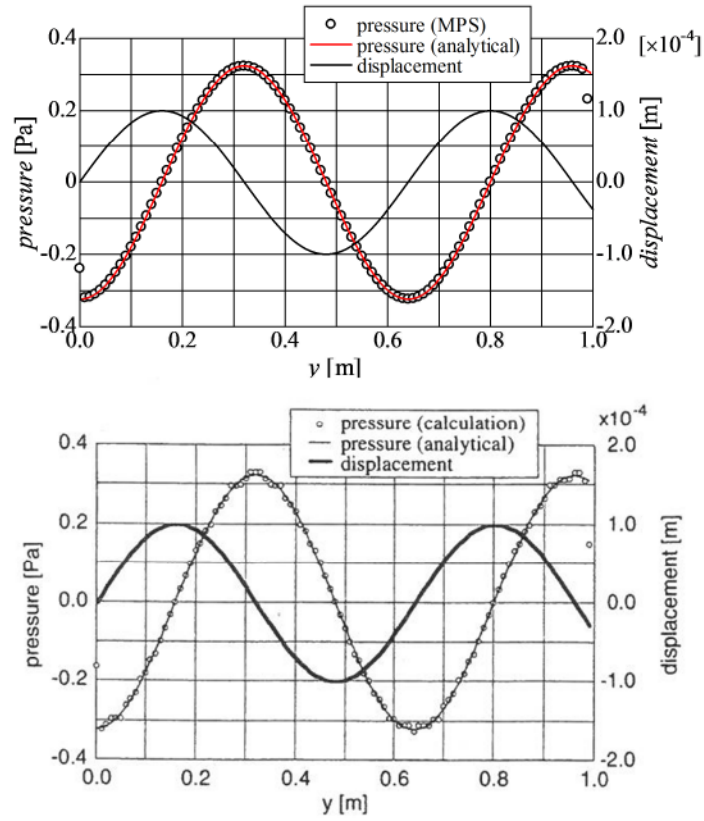


Fig. 3.2-6 Comparison of Koshizuka. et.al. model (pressure)

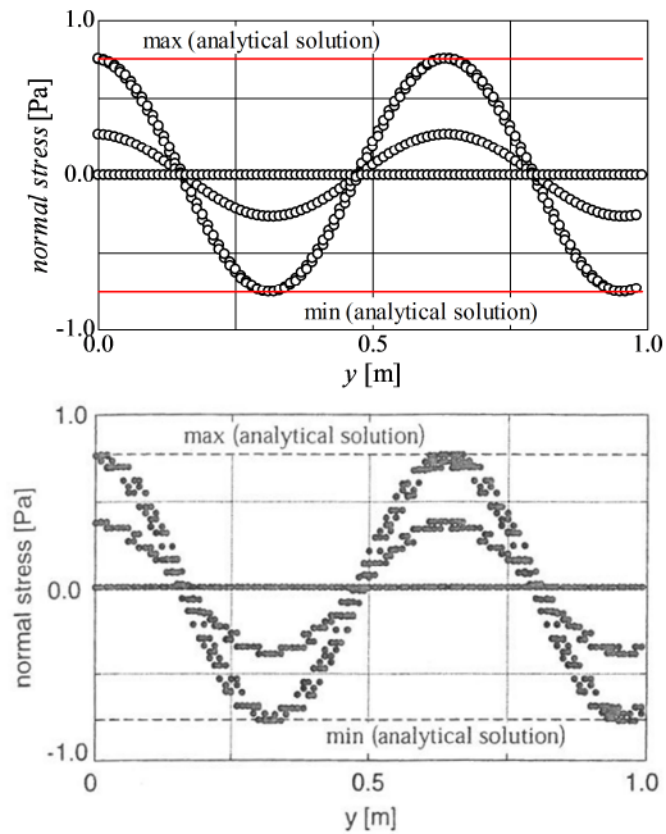


Fig. 3.2-7 Comparison of Koshizuka. et.al. model (normal stress)

3.2.2. 3次元弾性梁における運動量の保存性に関する検討

a) 数値計算概要

本節では3次元弾性体の、変形に対する応力解析および運動量に関する保存性を検証する。

今、Fig. 3.2-8 に示すように、端部を固定された3次元弾性梁を想定する。規模は $1.0\text{m} \times 0.1\text{m} \times 0.1\text{m}$ （長さ×高さ×奥行き）の規模とし、固定されていない端部の粒子に一様に初速度 $v_x=0.5\text{m/s}$ を軸方向に対して与え、時刻歴における弾性梁内部の運動量の保全性を検討した。以下の Table 3.2-2 に数値シミュレーション諸元を示す。シミュレーション時間は 3.0s であり、計算時間刻みは $5.0 \times 10^{-4}\text{s}$ であり、空間解像度である粒子間距離は 0.01m とし、総粒子数は $17,723$ 個である。粒子密度を 500.0kg/m^3 とし、弾性体のヤング率を $4.0 \times 10^3\text{Pa}$ 、ポアソン比を 0.48 とした。

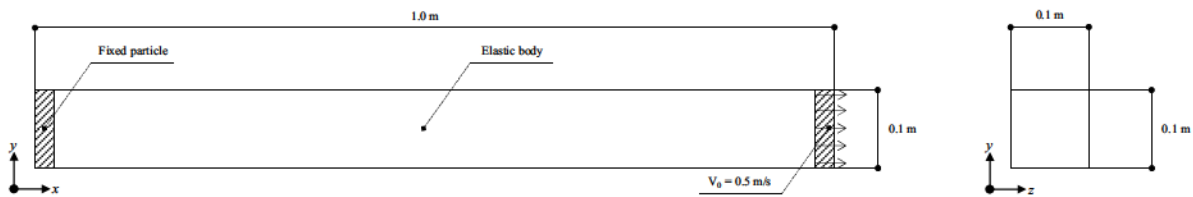


Fig. 3.2-8 Simulation setup system

Table 3.2-2 Simulation condition

Simulation time	(s)	: 3.0
dt	(s)	: 5.0×10^{-4}
Number of particle	(num.)	: 17,723
Particle distance	(m)	: 0.01
Density	(kg/m^3)	: 500.0
Young's modulus	(Pa)	: 4.0×10^3
Poisson's ratio	(-)	: 0.48

b) 結果および考察

以下にシミュレーションによって得られた結果を示す。

Fig. 3.2-9 は 3次元弾性梁の x 方向における運動量の時刻歴分布である。結果から、弾性梁の運動量は時刻歴に対して正負に応答するように分布することが見て取れる。これは弾性体内部に対して伝播する粒子速度の変化を示しており、梁端部から与えられた軸方向に対するエネルギーが固定端部に伝播し、やがて反射し再度初速度を与えた自由端部に到達することを再現できている。本検討によって与えた初速度から得られる運動量は $0.60\text{kg}\cdot\text{m/s}$ であるが、図中数値シミュレーション結果を見てみると、計算ステップに対して弾性梁が有する運動量の応答が正負に対して等価に分布していることが分かる。そしてその傾向はステップに対して波形が若干崩れるものの、動的シミュレーションに対して3次元モデルにおける弾性体の運動量の保存性が本検討の結果からわかり、物体の弾性解析に関する実用計算上の有用性を示すことができたといえる。

また、Fig. 3.2-10 および Fig. 3.2-11 は本検討における弾性体が有する各方向の速度を合わせたもののカラーコンターを示した可視化結果である。これらの結果からも見てわかるように、初速度を与えた、弾性体内部に伝播する粒子速度の応答の様子が確認できる。そしてこれはタイムステップが進むにつれても同様の応答を示し、上述した計算精度の信頼性があるといえる。

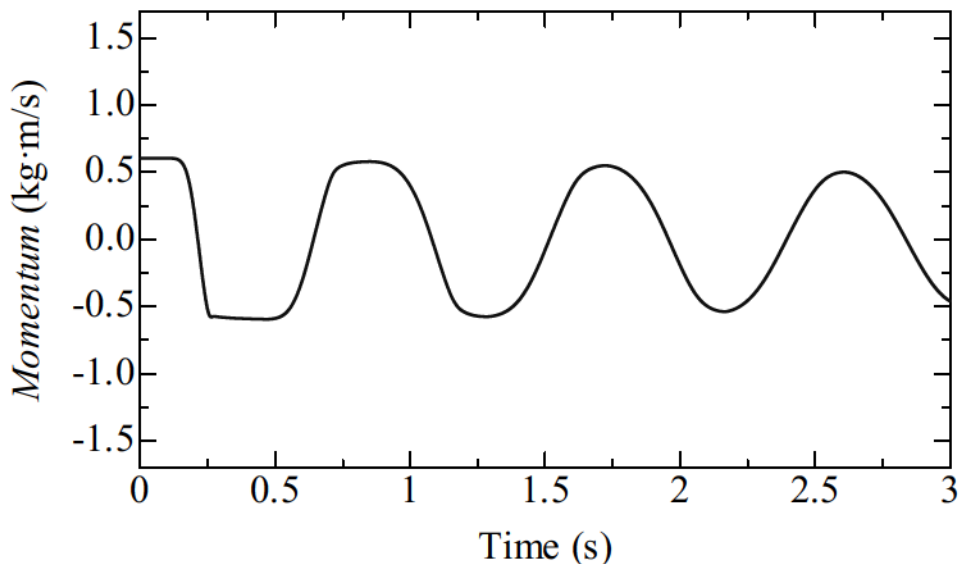


Fig. 3.2-9 Momentum of elastic body

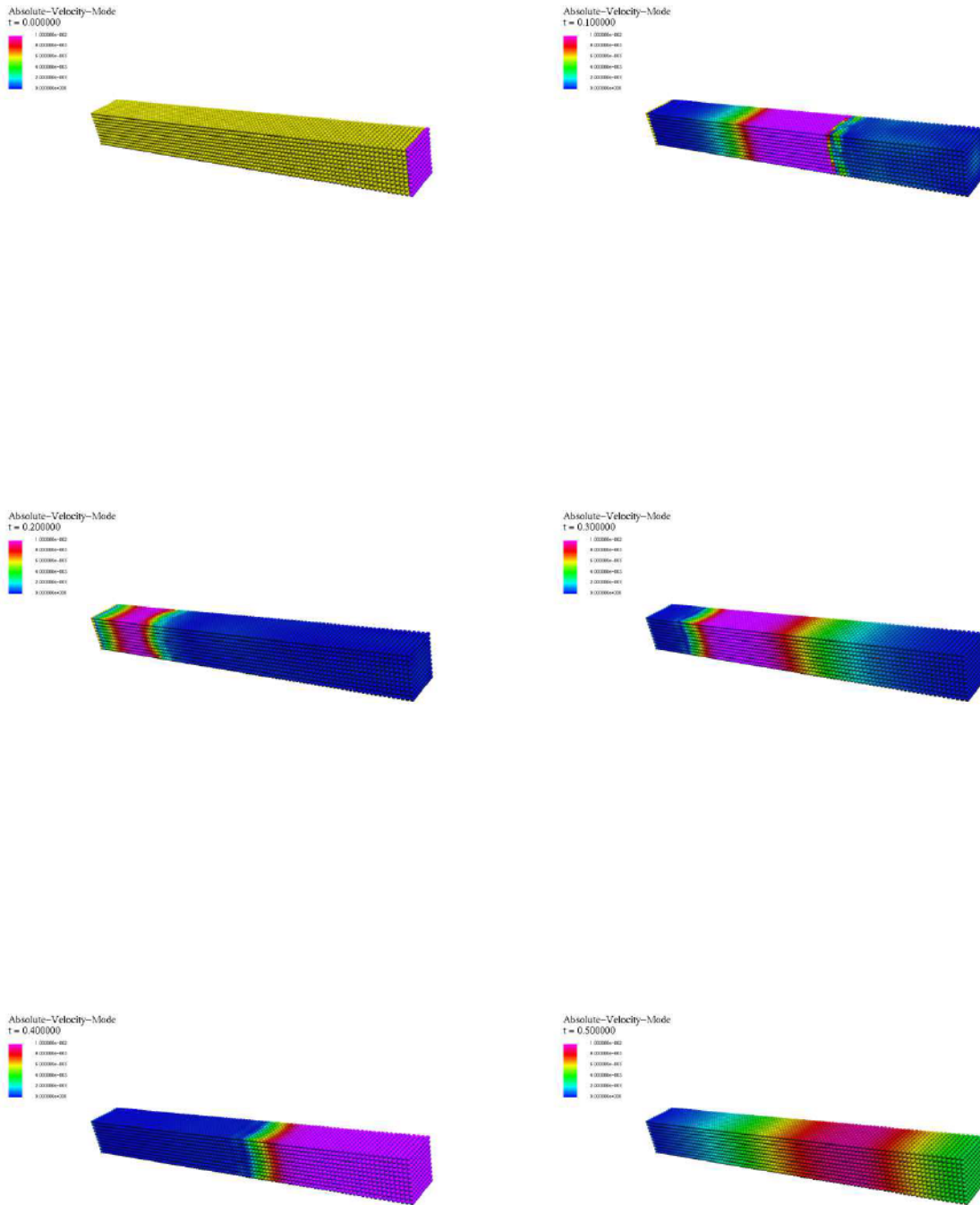
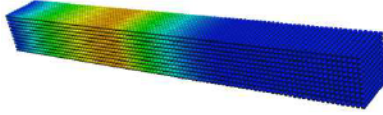
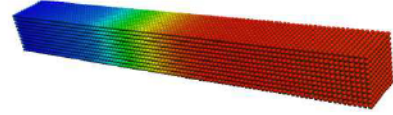


Fig. 3.2-10 Animation results 1

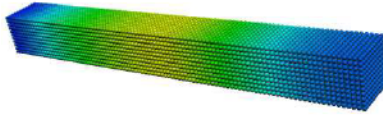
Absolute-Velocity-Mode
t = 0.60500



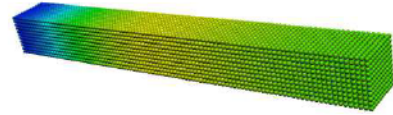
Absolute-Velocity-Mode
t = 0.80500



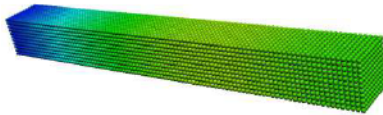
Absolute-Velocity-Mode
t = 1.00500



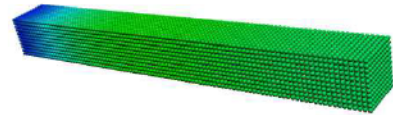
Absolute-Velocity-Mode
t = 1.20500



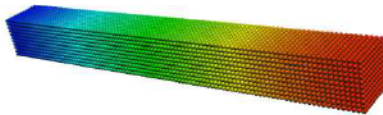
Absolute-Velocity-Mode
t = 1.40500



Absolute-Velocity-Mode
t = 1.60500



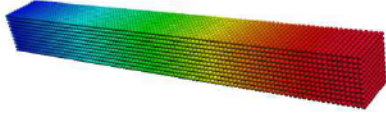
Absolute-Velocity-Mode
t = 1.80500



Absolute-Velocity-Mode
t = 2.00500



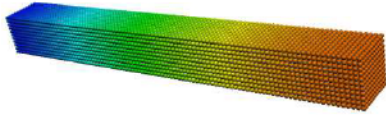
Absolute-Velocity-Mode
t = 2.200000



Absolute-Velocity-Mode
t = 2.400500



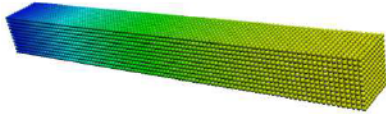
Absolute-Velocity-Mode
t = 2.600000



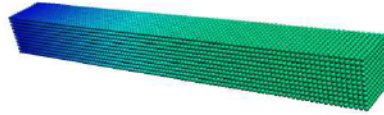
Absolute-Velocity-Mode
t = 2.800000



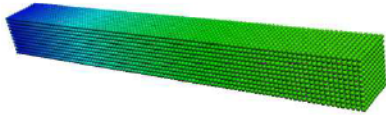
Absolute-Velocity-Mode
t = 3.000000



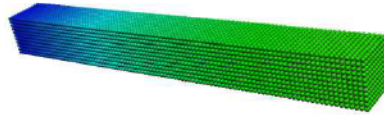
Absolute-Velocity-Mode
t = 3.200000



Absolute-Velocity-Mode
t = 3.400000



Absolute-Velocity-Mode
t = 3.600000



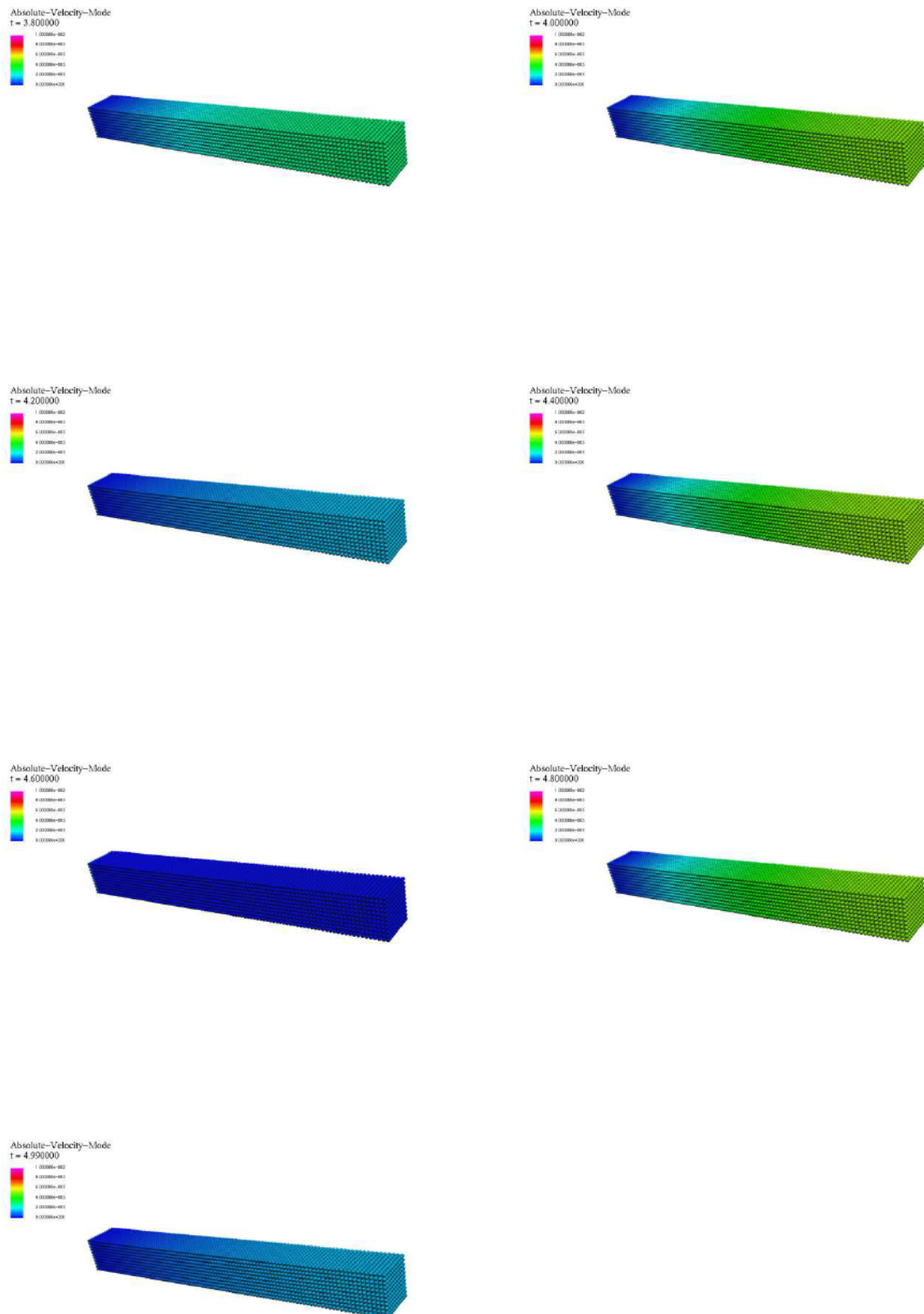


Fig. 3.2-11 Animation results 2

3.2.3. 剛体モデルと弾性体モデルの計算時間刻みへの依存性に関する検討

a) 数値計算概要

本節では、衝突問題を剛体モデルとして扱う際の問題点を明らかにするため、Fig. 3.2-12 に示すような2次元物体と剛体壁との衝突シミュレーションを実施する。従来の越塚ら²³⁾や増田ら³⁷⁾、相田ら²¹⁾の剛体モデルを用いて衝突問題を扱う場合、物体の剛性に相当する物理量が計算時間刻みに依存するという根本的な原因が存在する。そこで本検討では計算時間刻みを変化による衝突力の差異に着目し、計算時間刻みを複数のパターンに分け検証を行う。物体規模は2.5m×2.5m(長さ×高さ)とし、無重力下にある物体の粒子に一樣に鉛直下向きに初速度 $v_y=1.0\text{m/s}$ を与え、壁境界との衝突問題を考える。衝突力は壁境界で得られる圧力値を接触面において積分し求める。また、2次元の衝突問題であるので奥行き方向は単位幅を仮定する。以下の Table 3.2-3 および Table 3.2-4 に数値シミュレーション諸元を示す。シミュレーション時間は1.0sであり、空間解像度である粒子間距離は0.1mとし、総粒子数は778個である。粒子密度を 1000.0kg/m^3 とした。なお、衝突問題への弾性体モデルの優位性を合わせて検討するため、ヤング率を $1.0 \times 10^6\text{Pa}$ 、ポアソン比を0.48とする弾性体を仮定し、剛体モデルと同様の条件のもと、検証を実施した。

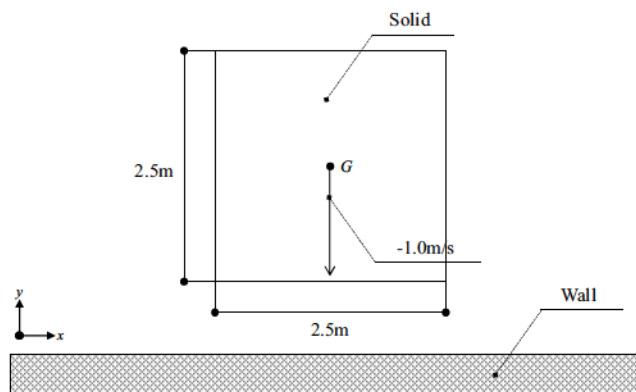


Fig. 3.2-12 Simulation setup system

Table 3.2-3 Simulation condition

Simulation time	(s)	: 1.0
dt	(s)	: Refer table 3.2-4
Number of particle	(num.)	: 778
Particle distance	(m)	: 0.1
Density	(kg/m^3)	: 1000.0

Table 3.2-4 Detail of Simulation dt

		Rigid body	Elastic body
dt	(s)	$: 5.0 \times 10^{-2}$	
		$: 2.0 \times 10^{-2}$	
		$: 1.0 \times 10^{-2}$	
		$: 1.0 \times 10^{-3}$	$: 1.0 \times 10^{-3}$
		$: 5.0 \times 10^{-4}$	$: 5.0 \times 10^{-4}$
		$: 2.0 \times 10^{-4}$	$: 2.0 \times 10^{-4}$
		$: 1.0 \times 10^{-4}$	$: 1.0 \times 10^{-4}$

b) 結果および考察

以下に結果を示す。なお、弾性体モデルの検証ケースは Table 3.2-4 に示すように4ケースとしている。計算時間刻みが 1.0×10^{-2} s, 2.0×10^{-2} s, 5.0×10^{-2} s は、弾性体モデルとして計算が不安定となるので本検討ではこれらを除いたケースにて実施した。

Fig. 3.2-13 は、剛体モデルとして衝突した場合の最大衝突力 (Y 軸) を計算時間刻み (X 軸) で示したものである。赤線で囲まれた範囲は、弾性体モデルと比較を行った結果である Fig. 3.2-14 の領域を示している。グラフから、剛体モデルでの最大衝突力 F_{max} は、無限大を示すことなく有限値を持つことが分かる。さらに、計算時間刻みの違いによる差異は図中からも見受けられ、最も計算時間刻みが粗い $dt=5.0 \times 10^{-2}$ s の際は約 1.0×10^2 kN と示すのに対して、最も細かい計算時間刻みである $dt=1.0 \times 10^{-4}$ s では、およそ 4.0×10^2 kN と示している。計算時間刻みによる大きな変化を確認できるが、図中の最大衝突力の分布をみると、これらは線形に変化せず、 $dt=5.0 \times 10^{-4}$ では、およそ 7.0×10^2 kN を示し、 $dt=5.0 \times 10^{-2}$ s の場合と比較すると6倍程度大きいことが分かった。このように、従来の剛体モデルによる衝突力は実質弾性体としての振る舞いが存在し、剛体での衝突問題は計算時間刻みの影響が支配的になることがわかる。したがって、MPS 法における厳密な物体間の衝突問題を扱うためには少なくとも適切な剛性を定義する物理量を示す必要があり、計算時間刻みに対しても依存性がないことが必須となることがわかる。ここで、Fig. 3.2-14 の剛体モデルと弾性体モデルの最大衝突力に関する計算時間刻みごとの比較分布をみると、剛体モデルでは上述したように計算時間刻みに対して最大衝突力が変化するものに対して、弾性体モデルはその傾向が軽微な差異は見受けられるものの、ほぼ無視できる程一定値を示すことが確認できる。なお、最大衝突力が剛体モデルと比較して過小になるのは物体剛性によるものである。Fig. 3.2-14 の結果から分かるように、弾性体モデルのように物体の剛性を定義することで、剛体モ

デルが抱える計算時間刻みへの依存性はなくなるので、微小時間に発生する衝突問題を扱っていく上では剛体モデルに対して優位性があるといえる。一方で、弾性体モデルにも計算時間刻みに対する数値不安定性の問題は少なからず存在する。越塚ら²²⁾は、弾性体モデルの計算時間刻みにおける安定条件を、計算時間刻み dt とヤング率 E に対して以下の式(3.2-1)のように示している。

$$dt \propto E^{-1/2} \quad (3.2-1)$$

式(3.2-1)は越塚ら²²⁾が弾性体モデルを活用する上でベンチマークによって得られた関係式であり、ヤング率に対する計算時間刻みの設定条件を示す。本手法における弾性体モデルも越塚²²⁾らをベースとしていることからこの条件を参考にしている。式(3.2-1)は、ヤング率を10倍にした場合はMPS法上での計算時間刻み dt を $10^{-1/2}$ 倍にしなければならないことを意味しており、弾性体モデルではこれにならって数値安定性を検討する。

Fig. 3.2-15 および Fig. 3.2-16 は、順に剛体モデルと弾性体モデルの壁境界との衝突力分布を時系列によって示したものであり、図中には異なる計算時間刻みの検討ケースに関して比較している。Fig. 3.2-15 をみると衝突力による時刻歴応答は、最大衝突力が変化するのみならず、衝突周期も全く異なる応答を示していることが分かる。その傾向は計算時間刻みが最も細かいものの衝突周期が最も短く、計算時間刻みが粗いケースとなるにつれて衝突周期は長くなることが確認でき、衝突挙動すら大きく変化することがわかる。一方で、Fig. 3.2-16 の弾性体モデルでの衝突力波形には上述した傾向はなく、衝突周期の差異は微小ではあるものの確認できるが、衝突現象中における計算時間刻みのこれらの差異は、軽微であるといえるだろう。

また以上の時系列の衝突力に関して力積で示したものが Fig. 3.2-17 および Fig. 3.2-18 である。Fig. 3.2-13 および Fig. 3.2-14 と同様に、剛体モデルとして衝突した場合の力積 (Y 軸) を計算時間刻み (X 軸) で示したものである。赤線で囲まれた範囲は、弾性体モデルと比較を行った結果である。剛体モデルの力積の結果 (Fig. 3.2-17) から、計算時間刻みによって変化しているのがわかる。 $dt = 1.0 \times 10^{-4}$ s の際が最も力積は小さい値を示した。力積からの評価でも、剛体モデルの衝突現象の問題点があることが見て取れる。一方で、弾性体モデルを含めた力積の結果を示した Fig. 3.2-18 を見ると、剛体モデルでの時間刻みによる力積の変化の傾向に対して、弾性体モデルはそれがほぼないことが見て取れる。すなわち、弾性体モデルを用いることで壁粒子との衝突問題では時間刻みに対する依存性はないことがいえる。次に Table 3.2-4 は、以上の両者の数値モデルの力積の結果を、 $dt = 1.0 \times 10^{-4}$ s の際の力積からの割合で示したものである。剛体モデルは、 $dt = 1.0 \times 10^{-4}$ s の力積の結果に対して、最大で2倍以上も誤差があった。一方で弾性体モデルでは、それぞれの計算時間刻みによる変化は軽微であることが見て取れ、その誤差は最大でも1.1倍程度であった。

最後に、Fig. 3.2-19 は、剛体モデルにおける計算時間刻み $dt = 5.0 \times 10^{-2}$ の際の可視化結果である。一般に、数値シミュレーション上では剛体同士の実用的な衝突力は求めることができないことは自明だが、MPS法における剛体モデルでは上述している通り計算は可能である。結果からも分か

るように、剛体モデルと壁境界との衝突は、シミュレーションが破たんすることなく計算されており、壁粒子に対して剛体モデルの粒子が若干めり込んでいることが確認できる。このめり込む現象は計算時間刻みを変化させるとめり込み量も変化するため、接触時間がこれにより変化する。この影響は物体速度が速く衝突する問題である程、大きくなり壁粒子を突き抜けるケースもある²¹⁾。剛体と剛体の衝突では、衝突による物体の変形が生じないために衝突時間が0になる。すなわち、どのような運動量があろうとも力積は0になり、力積と運動量の変化は等しいという法則が成り立たない。

以上の検討から、剛体モデルとして衝突問題を扱う中で、計算時間刻みへの依存性に着目しその課題点を明確にすることが出来た。一方で、弾性体モデルについても同様の検討を行った結果、剛体モデルが有する計算時間刻み依存性はないことを明らかにしたと共に、衝突問題への弾性体モデルの優位性を示すことができた。

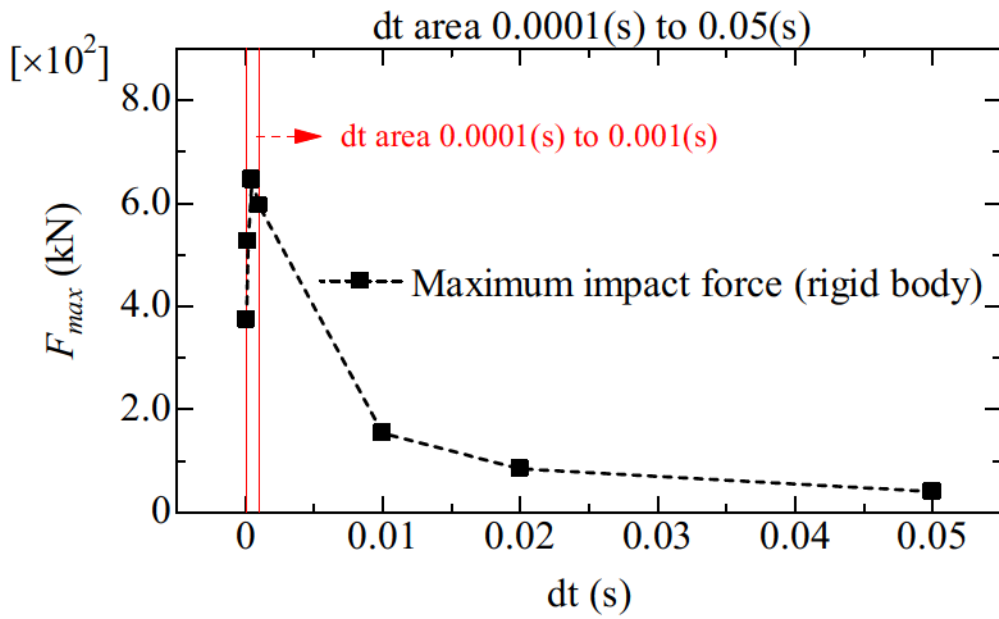


Fig. 3.2-13 Comparison of maximum impact force in simulation dt (rigid body)

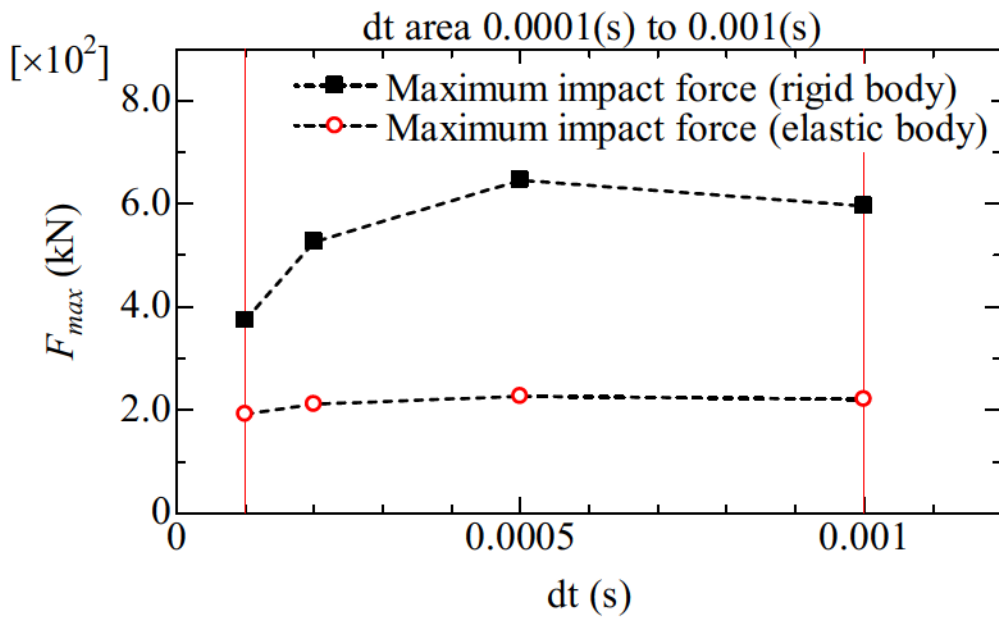


Fig. 3.2-14 Comparison of maximum impact force in simulation dt (rigid and elastic body)

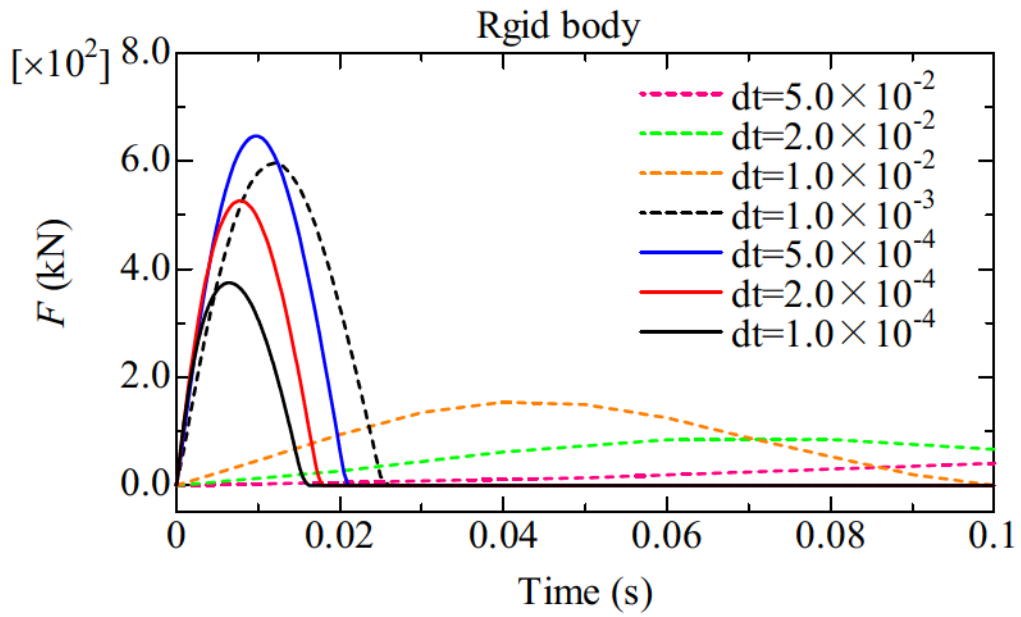


Fig. 3.2-15 Comparison of impact force in time series (rigid body)

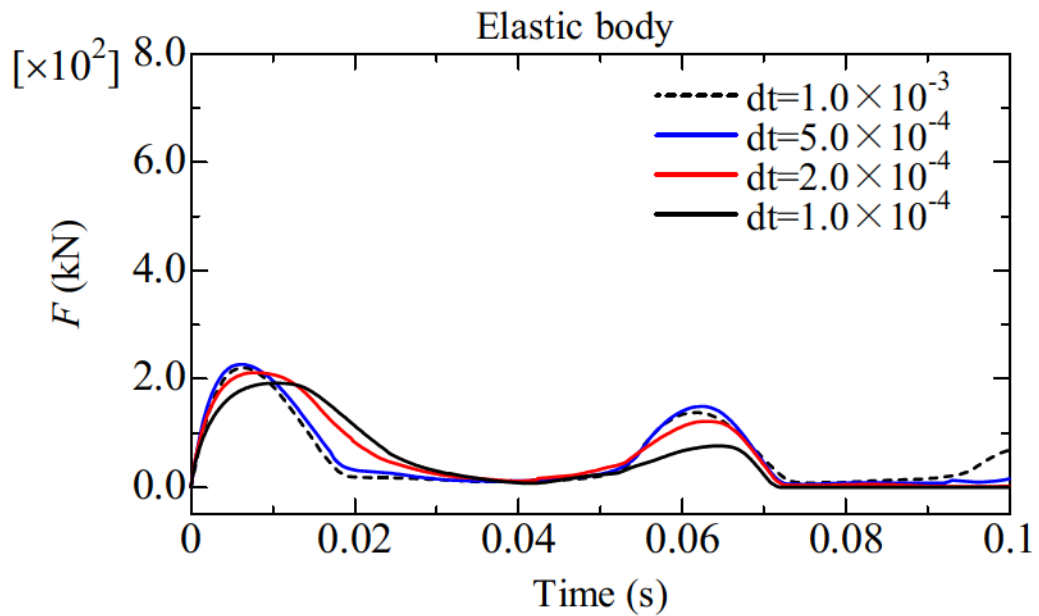


Fig. 3.2-16 Comparison of impact force in time series (elastic body)

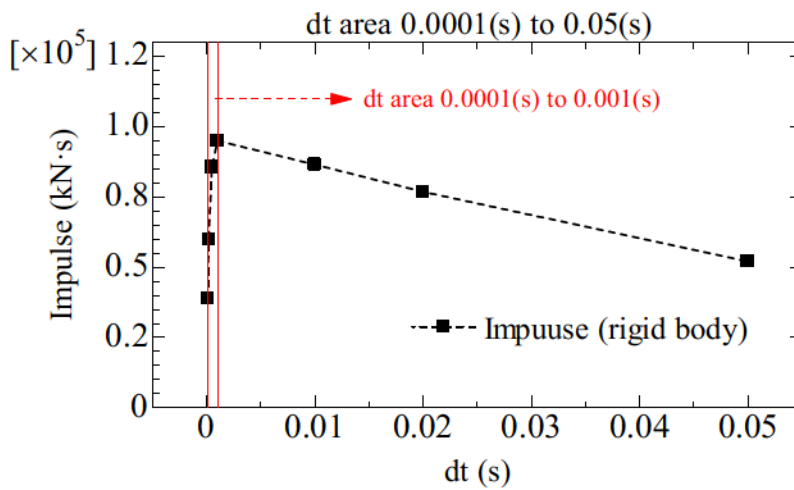


Fig. 3.2-17 Comparison of impulse in simulation dt (rigid body)

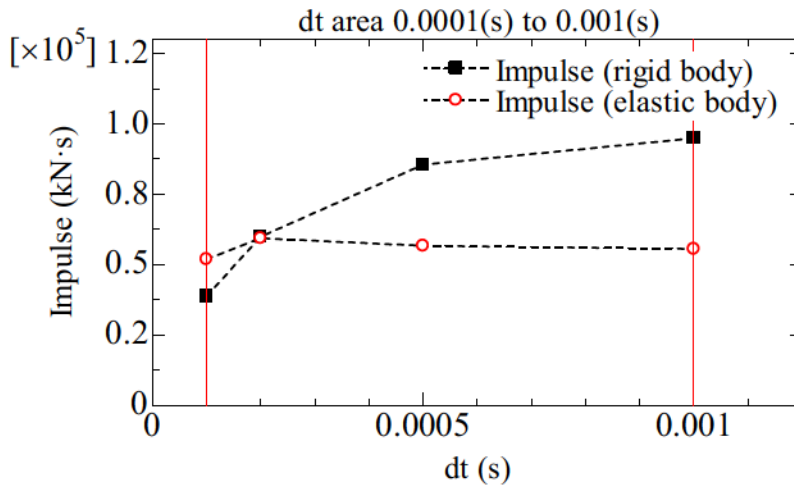


Fig. 3.2-18 Comparison of impulse in simulation dt (rigid and elastic body)

Table 3.2-4 Ratio of impulse from case of $dt = 1.0 \times 10^{-4}$

dt (s)	Rigid body	Elastic body
1.0×10^{-4}	1.0	1.0
2.0×10^{-4}	1.55	1.14
5.0×10^{-4}	2.21	1.09
1.0×10^{-3}	2.45	1.07
1.0×10^{-2}	2.23	
2.0×10^{-2}	1.98	
5.0×10^{-2}	1.34	

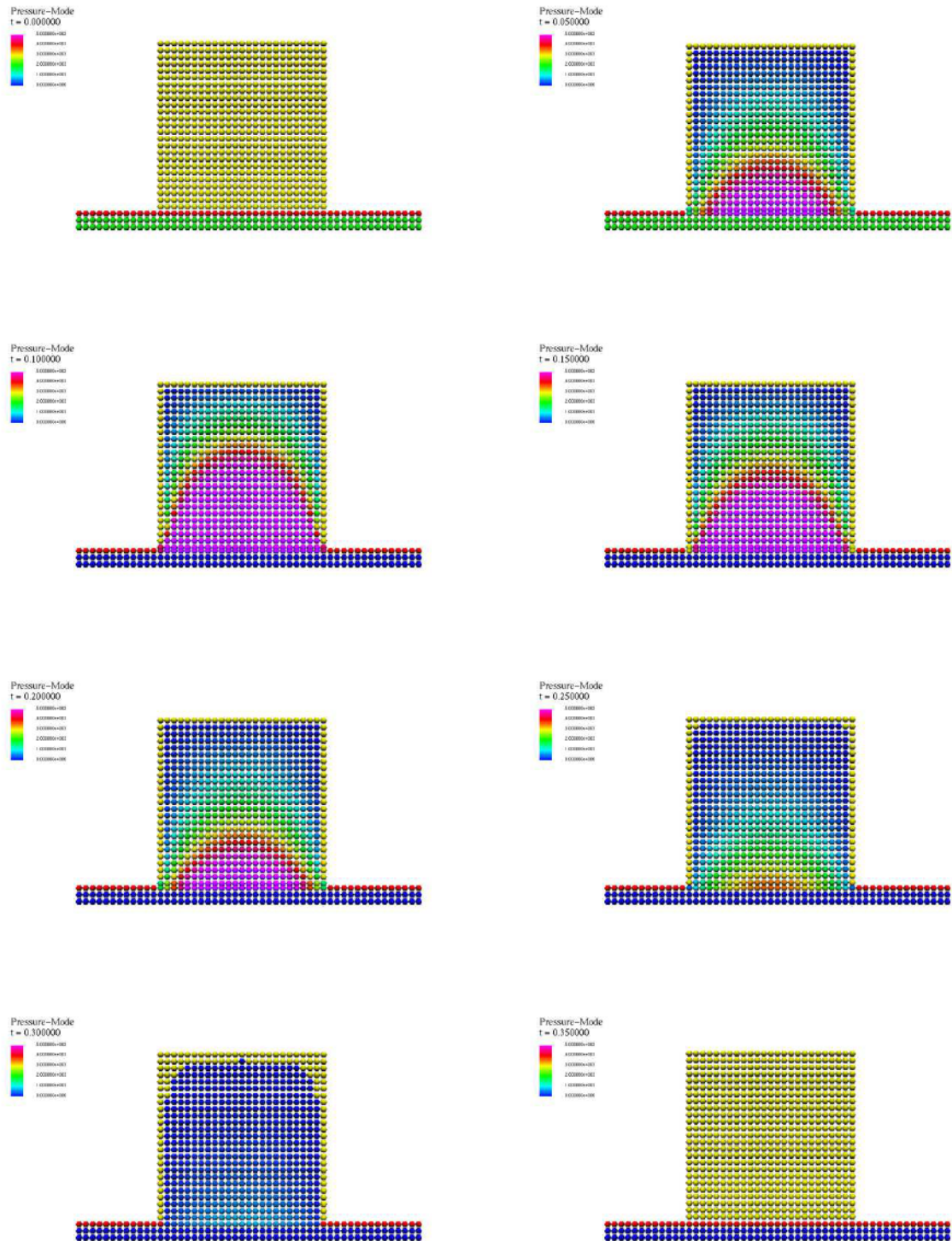


Fig. 3.2-19 Animation results ($dt=5.0 \times 10^{-2}s$)

3.3. 物体表面間の摩擦モデルの妥当性の評価

前節までにより、浮体と建築物の漂流および衝突問題を扱っていく上での流体—構造相互連成問題を解析することのできる数値シミュレーションに関するそれぞれの実用計算上の有用性を示した。ここで、本論第1章に述べた通り、浮体と建築物の衝突現象を扱っていく上では、物体間の衝突接触面における摩擦問題を考慮していくことが必要である。

3.3.1. 傾斜試験による物体の滑り出しに関する検討

a) 数値計算概要

本検討は、実現現象でも摩擦係数を計測する際に一般的な手法である摩擦傾斜試験を数値シミュレーション上により再現することで本モデルの妥当性を評価する。摩擦係数の計测试験はある任意の物体を一樣な平面を持つ床に設置する。床の角度を徐々に傾けていきやがて物体が滑り出す瞬間の角度から摩擦係数を算出する手法である (Fig.3.3-1)。

以上に挙げた試験を再現するにあたって、弾性体モデルにおける試験では物体の変形も動的に解くこととなり、傾斜に対する厳密な傾斜試験が行えないことが考えられる。そこで、本検討では物体を剛体モデルとして仮定し、それに対して摩擦モデルを適用した剛体摩擦モデルによりその計算精度を検証することとした。

実施内容は2次元剛体モデルと3次元剛体モデルそれぞれ行う。Fig.3.3-2 に示すような形で物体を数値計算上における初期位置として設定する。ここで、傾斜現象は grid データにより物理的に構成する手法ではなく、重力加速度を各方向成分に分け平坦な壁の物体に仮想的に傾斜した物体が有する重力加速度を与えることで現象を再現する手法を採用した。

試験に用いる物体規模は2次元モデルでは 6.0m×6.0m (長さ×高さ) とし、3次元は 6.0m×6.0m×6.0m (長さ×高さ×奥行き) として計算を実施する。各摩擦係数の中で理論上本検討の規模の物体が滑動する傾斜角を事前に算出し、それに対して本モデルの再現性を考察する。それぞれの数値計算諸元について以下の Table 3.3-1 および Table 3.3-2 に示す。

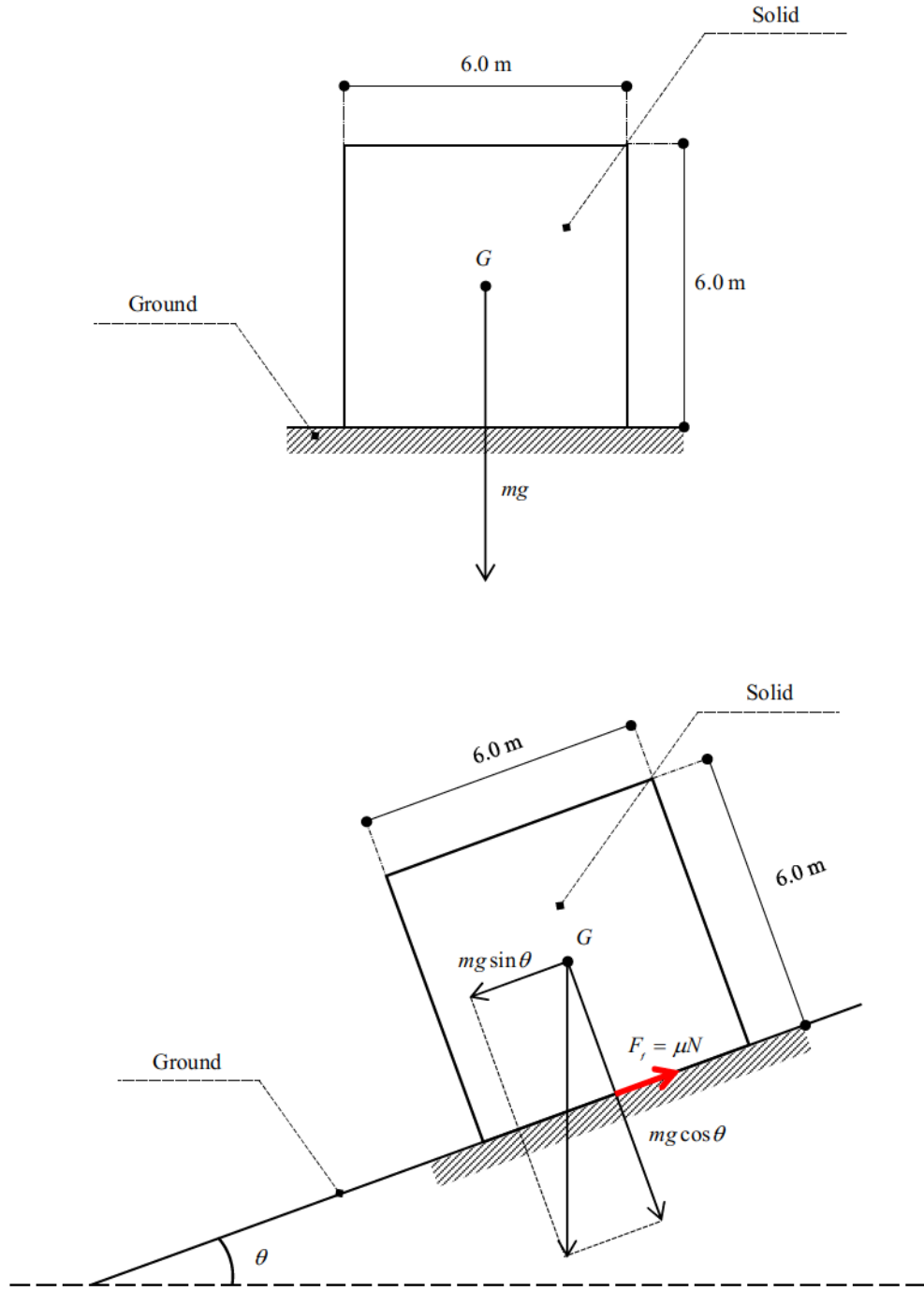


Fig. 3.3-1 Simulation setup system

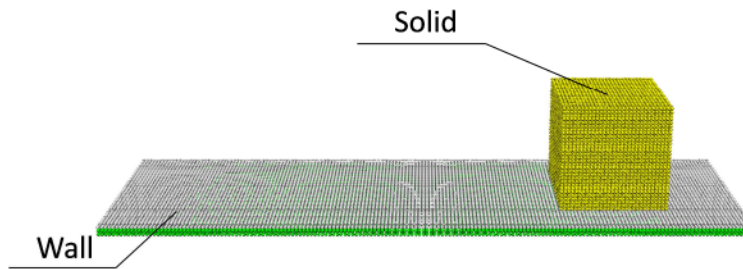


Fig. 3.3-2 Simulation grid data (three dimensions)

Table 3.3-1 Simulation condition

		Two dimensions	Three dimensions
Simulation time	(s)	: 10.0	10.0
dt	(s)	: 2.0×10^{-2}	2.0×10^{-2}
Number of particle	(num.)	: 4,653	44,504
Particle distance	(m)	: 0.1	0.2
Density	(kg/m^3)	: 1500.0	100.0

Table 3.3-2 Friction coefficient

Coefficient friction	θ	g_x	g_y
0.1	5.70	0.97	9.75
0.2	11.3	1.92	9.61
0.3	16.7	2.80	9.39
0.4	21.8	3.64	9.10
0.5	26.6	4.37	8.78
0.6	31.0	5.03	8.40
0.7	35.0	5.60	8.04
0.8	38.6	6.11	7.66
0.9	41.9	6.55	7.29

θ : Angle of inclination (deg.)

g_x : Gravitational acceleration (x) (m/s^2) g_y : Gravitational acceleration (y) (m/s^2)

b) 結果および考察

以下に本検討によって得られた計算結果を示す。

Fig.3.3-3 は 2 次元モデルにおける数値シミュレーション結果と理論上算出される摩擦係数との比較を行っている。なお、Y 軸が本手法によって得られた結果であり、X 軸が理論値となっている。

Fig.3.3-4 は上述した描画条件と同様の 3 次元モデルによる結果である。

結果から、Fig.3.3-3 は 2 次元のモデルは理論値を良好に再現することができており、9 割以上の再現性があることが分かる。また Fig.3.3-4 の 3 次元モデルの結果ではその再現精度は 8 割程度となり、2 次元モデルと比較するとその精度は若干低くなる。この原因は、MPS 法における物体（ここでは剛体および弾性体を示す）の挙動計算においては物体表面粒子に関して自由表面境界として判別されており、床と設置している物体の粒子の両端の粒子は圧力が根本的に計算されない。しかし、物体は床と接触する面において弾性的な変形がない場合は一様に自重に対する反力を床から付与される。そのため、3 次元の場合は面を有する各物体の辺に対して自由表面判定されてしまい、圧力が計算されない粒子の数が全体数として多くなり、この影響から解析解との差異が生じてしまったためであると考えられる。この点においては空間解像度を向上し、自由表面判定として扱われている粒子の影響を小さくすることで解決することが出来ると考えられる。

一方で、本摩擦モデルにおいては摩擦係数が大きな場合においても特別な措置を取ることなく計算が可能であり、既存研究²⁶⁾²⁷⁾によって取り組まれているペナルティ法のような計算時間刻みに対する人工的な係数の設定を必要としない。また相田ら²⁸⁾が示した同様の摩擦試験と比較すると本手法の精度が非常に良いことが見受けられる。これらを踏まえると、計算精度に関する軽微な検討の余地は確認されるものの、本検討の結果は、MPS 法において 2 次元および 3 次元モデルにおいて従来考慮していなかった物体表面間の摩擦問題に対して物体間摩擦問題を取り扱っていく上では有用であるといえ、実用計算上問題ない範囲であるといえる。

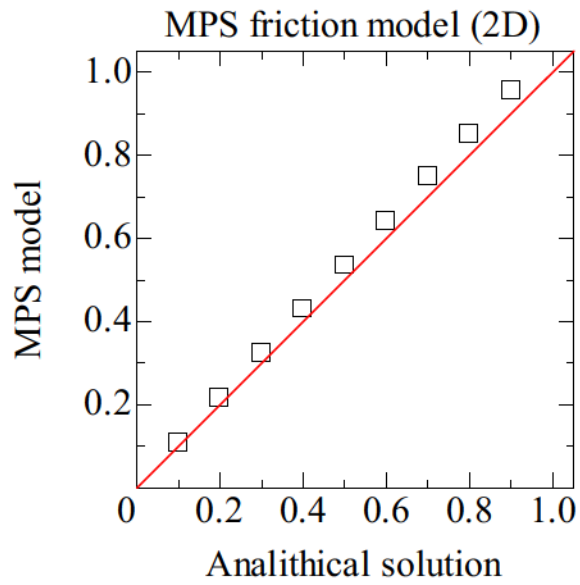


Fig. 3.3-3 Comparison of result (two dimensions)

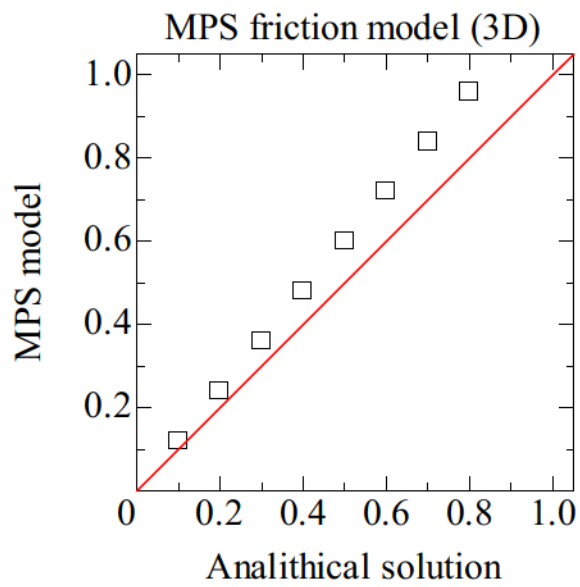


Fig. 3.3-4 Comparison of result (three dimensions)

第4章

建築物からの反射流の影響がない場合の浮体の漂流挙動特性

4.1. 津波規模と漂流挙動の関係

本論第1章で述べた通り、津波漂流物における衝突問題を扱っていく上では衝突直前の漂流速度や流体相互影響による陸上漂流中の挙動について十分にその特性を捉えていくことが必要である。本章では岸壁に係留された浮体の基本的な漂流挙動特性の把握をするため、① 津波規模との関係性（本節）、② 浮体の重量変化における関係性（第4章2節）、③津波の遡上瞬間時と浮体の乗り上げ瞬間時の際による関係性（第4章3節）、以上の3点について検討を実施した。本節では①における「津波規模と浮体の漂流挙動の関係性」について検討を行うが、それらの数値シミュレーションにおいては前章までに示した本手法の剛体ならびに弾性体摩擦モデルを用いて浮体の漂流シミュレーションを実施した。検討航項目①における詳細に関しては次節以降に示す。

4.1.1. 数値シミュレーション概要

港湾に來襲する津波による浮体の漂流問題を扱っていく上で、基本的な津波中挙動特性を把握することに焦点を置く。本検討では複数の津波規模による浮体の乗り上がりから構造物のない陸域への漂流問題について検討する。

本検討では浮体の最大漂流速度や、それに至るまでの移動距離について焦点を当てると共に、津波のみが入射する場合における遡上流速と浸水深と、浮体の漂流速度の関係性に関して考察を行う。これは、現行の日本建築学会が定める漂流物による衝突力算定式⁴⁶⁾において漂流速度が支配的なパラメータとなることが記されており、FEMA式¹⁶⁾は「衝突直前の浮体の漂流速度は、周辺の流況の値を用いることとし、それに対して安全率を設ける」ことで衝突力を評価している点にある。木材やコンテナなどの比較的小規模の漂流物に対する衝突力算定式となり、船舶の様な大型の漂流物に対しては適用できる是非が問われるが、本検討ではこれに対して、実際の船舶のような漂流物の漂流速度と遡上流速の関係性を考察することとする。以下に参考として日本建築学会⁴⁶⁾が定める漂流物による衝突力算定式の一つであるFEMA式¹⁶⁾を示す。

$$F = 1.3u_{\max} \sqrt{km(1+c)} \quad (4.1-1)$$

F : Collision force (N) u_{\max} : Maximum Fluid velocity (m/s)
 k : Effective stiffness (N/m) c : Added mass coefficient (-)

数値シミュレーションを行うにあたって、状況のある程度想定することが必要となる。そこで本章におけるでは、対象とする海域を選定し、その地域で内閣府が予測する津波規模について想定し、浮体の津波中挙動特性について評価することとした。なお、対象とする船舶は本論第1章において明示した通り、沿岸部に存在する船舶を対象とするが喫水が深く、浮体長さおよび幅が大きい、所謂大型船舶のような浮体ではなく、東日本大震災時において岸壁乗り上げ被害を確認できた船舶を想定し、これらが実際に停泊する港湾を調査することで対象地域を選定し、その地域に対して、内閣府が想定する津波規模と同等になるような条件を設定する形で数値シミュレーション条件とした。詳細な設定においては次項に示す。

a) 対象地域の選定

我が国において東日本大震災以降、より一層懸念されている東海道沿岸地域に関する港湾を対象に、本論第1章で示した船舶規模が停泊する港湾として比較的規模の大きい地域を選定する。これに基づいて東海道沿岸部に着目すると静岡県清水港がその条件として満たされる。したがって、対象とする浮体規模に対する係留地域に関しては新興津第一号岸壁に停泊する船舶とした。船舶規模については次項に示すこととし、以下に対象地域となる静岡県清水港新興津第一号岸壁の全体図を Fig. 4.1-1a)に示し、Fig. 4.1-1b)に詳細図を示す。



a) Shimizu port



b) 1st quay of Shinokitsu

Fig. 4.1-1 Simulation area

b) 対象船舶の数値モデル

本項では対象とする船舶規模について説明する。

船舶規模は、長さ 107.0m、幅 17.0m、型深さ 8.0m を有する 4,000 総トン級を想定することとした。これは東日本大震災における岩手県釜石市釜石港によって甚大な被害が確認された「ASIA SYMPHONY」と同等の規模である。以下にその規模に関する諸元を示す。「ASIA SYMPHONY」の被災後の岸壁の様子について Fig. 4.1-2 に示す。なお、本検討で行う漂流シミュレーションにおいては岸壁によって浮体が係留されていないものとする。これは、津波作用時における挙動が繊維索やワイヤーロープ、鉄鎖等による外力により動揺特性が異なってくるからである。また、船舶の重量に関しては喫水の状況によって考察することとし、一般的な平均喫水時のものを採用する。

Table 4.1-1 Detail of float condition

L_{ship}	(m)	107.0
B_{ship}	(m)	17.0
d_{ship}	(m)	6.0
H_{ship}	(m)	8.0
G.T.	(t)	4,000
Condition	: No mooring	

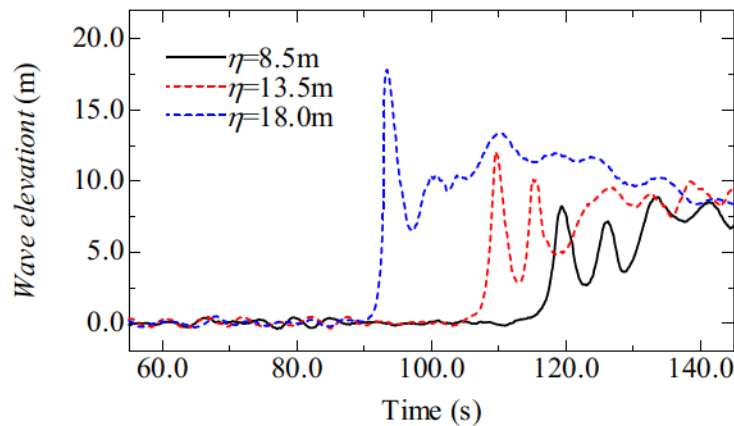
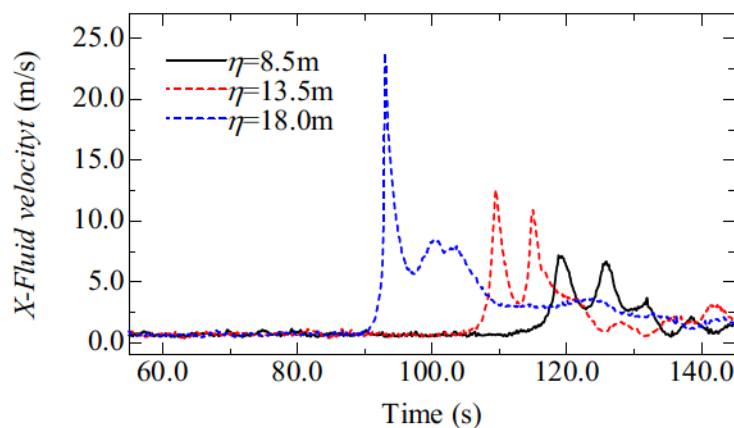
L_{ship} : Length of ship (m) B_{ship} : Breadth of ship (m)
 d_{ship} : Draft of ship (m) H_{ship} : Height of ship (m)



Fig. 4.1-2 ASIA SYMPHONY

c) 津波条件

本検討における津波条件に関して以下の Fig. 4.1-3 および Fig. 4.1-4 に示す。Fig. 4.1-3 は時系列における水面変動量について表したものであり、津波規模をそれぞれ海域上で、① $\eta=8.5\text{m}$ 、② $\eta=13.5\text{m}$ 、③ $\eta=18.0\text{m}$ となるように設定を行った。また Fig. 4.1-4 にはその流速の時系列波形について示す。この規模に関しては内閣府⁴⁷⁾が想定する清水港に来襲するとされる津波の最大津波高が同等となるように設定を行った。①および②がそれであるが、内閣府の想定する規模に対して規模が下回る場合と上回る場合で本検討は設定している。また③に関してはさらにそれらを上回る状況に関しても想定するため、計3ケースによって検討を実施する。なお、本章ではこれらの津波規模ごとにおける検討ケースを① : Case 1 とし、② : Case 2、③ : Case3 と以降呼称する。

Fig. 4.1-3 Wave elevation at H_1 Fig. 4.1-4 X-fluid velocity at V_1

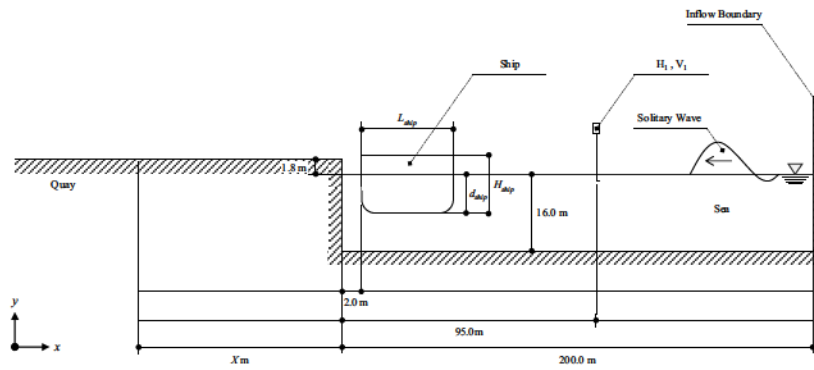
d) 数値計算諸元

以上までの設定条件において MPS 法における数値シミュレーション条件を定める。Table 4.1-2 にその詳細を示す。本検討では浮体の岸壁乗り上げから漂流までの一連の挙動特性を見ていくため、建築物との衝突がないものとし、剛体摩擦モデルを適用する。なお、岸壁間との衝突問題が考えられるが、これは接触における浮体の弾性応答が全体として軽微なものであると考えられることから無視した。数値シミュレーション時間は 180.0s とし計算時間刻みを 1.0×10^{-2} s とした。空間解像度を示す粒子間距離は 1.0m とし一様にそれで数値モデルを構成する。各ケースに対して津波規模が異なってくることから総粒子数は変化し、Case 1 では 1,086,602 個であり、Case 2 では 1,098,302 個、Case 3 では 1,106,102 個である。浮体の粒子密度は 535.0 kg/m^3 とした。岸壁や陸上との摩擦に関しては静止摩擦係数および動摩擦係数をそれぞれ 0.5 とした。ここで摩擦係数の設定は、材料や状況（接触面がドライ若しくはウェット）によって特性が異なってくる。そこで本研究では、熊谷⁴⁸⁾が実物コンテナとアスファルト面で用いた摩擦係数と、日本港湾協会⁴⁹⁾が推奨するコンクリートと他の材料との摩擦係数が 0.5 程度を推奨していることから、本シミュレーションでも同様の 0.5 とした。また熊谷⁴⁸⁾が指摘する実物コンテナとアスファルト面間の摩擦係数の設定は、本田ら⁵⁰⁾による実験に基づいており、また、動摩擦係数の値の情報が本田ら⁵⁰⁾の実験に明確な情報がないため、静止摩擦係数と同様の値としている。そこで本検討も静止摩擦係数および動摩擦係数の値は同様の値とし、数値シミュレーションを実施する。MPS 法上における数値計算概要図を Fig. 4.3-5 および Fig. 4.3-6 に示す。前項で示した津波条件においては岸壁先端から海域に向かって 95.0m の位置（図中 H_1 および V_1 ）によって解析した結果となっている。

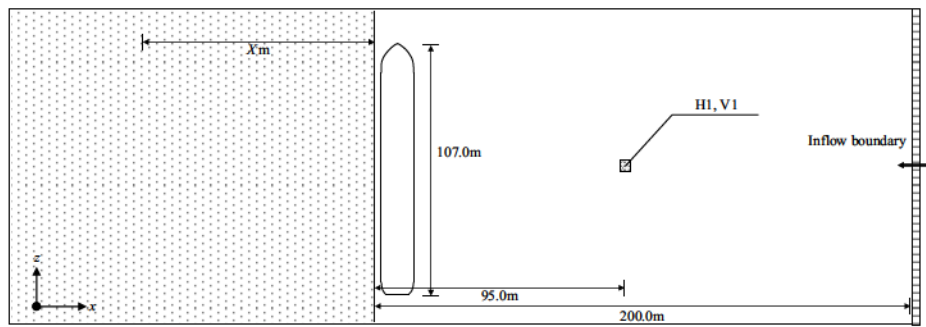
Table 4.1-2 Detail of simulation condition

Condition	Case 1	Case 2	Case 3
Simulation time (s)	:	180.0	
dt (s)	:	1.0×10^{-2}	
Number of particle (num.)	:	1,086,602	1,098,302
Particle distance (m)	:	1.0	
Density (kg/m ³)	:	535.0	
Solid condition	:	Rigid body	
Static μ_{fric} (-)	:	0.5	
Dynamic μ_{fric} (-)	:	0.5	

μ_{fric} : Friction coefficient (-)



a) Sectional plan



b) Ground plan

Fig. 4.1-5 Simulation setup system

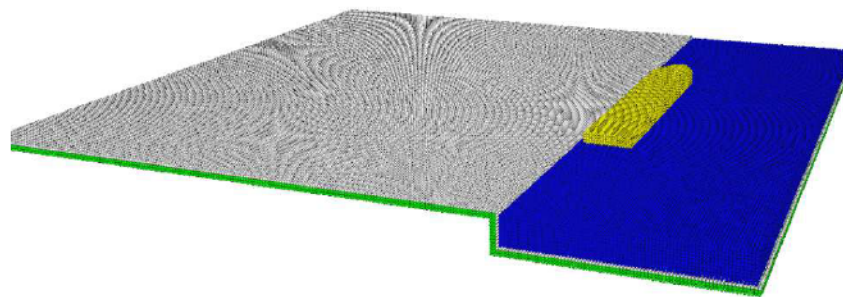


Fig. 4.1-6 Picture of simulation grid data

4.1.2. 結果および考察

以下に本節による結果を示す。

Fig. 4.3-7 は Case 1 における浮体の漂流挙動に関して x 方向の漂流速度と移動距離について時系列によって示した結果であり、 Y 軸は船舶の重心位置における水平方向移動距離、 R 軸は水平漂流速度分布である。Fig. 4.3-8 および Fig. 4.3-9 は Case 2 および Case 3 に関して上記に付随して同様にまとめた結果である。

次に Fig. 4.3-10 は Fig. 4.3-7 によって船舶が最大漂流速度を観測した時刻 t において、船舶を設置しない場合の流体のみによる遡上の空間波形と最大流速分布を描画したものである。ここで Y 軸は、各解析地点 X の浸水深（図中○印）を表しており、 R 軸は浸水深による流体の最大遡上流速（図中●印）を示している。また解析地点 X は岸壁先端が 300.0m の位置にあり、その点から 3.0m 間隔に解析を行った。加えて、図中赤線は Fig. 4.3-7 における船舶の最大漂流速度を観測した地点を示している。Fig. 4.3-11 および Fig. 4.3-12 は Case 2 および Case 3 に関して上述したものと同様に記した結果となっている。

Fig.4.3-7 から、岸壁前面に設置された船舶は海域から伝播する入射波によって陸域に漂流することがみてとれる（ Y 軸）。船舶の漂流速度分布についてみると漂流速度が陸域距離に対して徐々に増加し、 $t=128.0s$ 頃に最大漂流速度を観測した（ R 軸中：最大漂流速度=8.55m/s）。128.0s を迎えるに当たり、遡上流体の速度が陸域に流れとなって伝播するとともに漂流速度が増加したことが考えられる。また遡上する流体は段波性状を有していることから局所的に浸水深と船舶漂流速度が増加するが、128.0s 以降に浸水深が段波性状により減少し、漂流速度もそれに伴って減少したと考えられる。一方で Fig. 4.3-10 の船舶が岸壁前面に設置されていない流体の 128.0s における状態について着目すると、船舶の最大漂流速度を観測した地点に比べ、流体の最大遡上速度 v_{max} は船舶の漂流速度に対してさらに陸域の地点で観測された。これは船舶が持つ慣性が影響されることが考えられ、最大漂流速度が遡上流速と比較して岸壁先端に近い地点となったことが考えられる。一方で、本検討では、対象船舶を平均喫水時の船舶としている。浸水深と船舶喫水を比較してみると、漂流の状態は岸壁面と船底が接触しながら漂流していることがわかる。本手法では剛体摩擦モデルを考慮している点からも、船舶の漂流速度と遡上流速の最大を迎える地点に差異が生まれたと考えられる。Fig. 4.3-8 および Fig. 4.3-11 の Case 2 や Fig. 4.3-8 および Fig. 4.3-11 の Case 3 についても上記の Case 1 と同様の傾向が確認された。特に、船舶の漂流速度は Case 2 では 13.90m/s となり Case 3 では 17.98m/s を観測し、入射波が大きくなるにつれ増加する傾向を示した。

本検討では、沖合から伝播した津波が岸壁上に遡上した際に、陸上構造物からの反射流の影響がない状況について焦点を当てた。船舶が漂流した際の漂流挙動特性とその最大漂流速度とそれに関する移動距離について津波規模の違いから検討を行ったところ以下のようにまとめることができる。

- ① 岸壁上に建築物がない陸域遡上において浮体の最大漂流速度は津波の規模によって変化し、Case 3 の時において最も大きな値（漂流速度：17.98m/s）となった。
- ② 船舶の漂流距離は陸上遡上する津波の規模が大きい程、長い距離となり、それとともに最大漂流速度も増加する。
- ③ 船舶が最大漂流速度となる際の漂流距離は、流体のみの遡上速度を観測する距離と比較すると、船舶の慣性の影響によって岸壁付近に近くなる傾向がある。

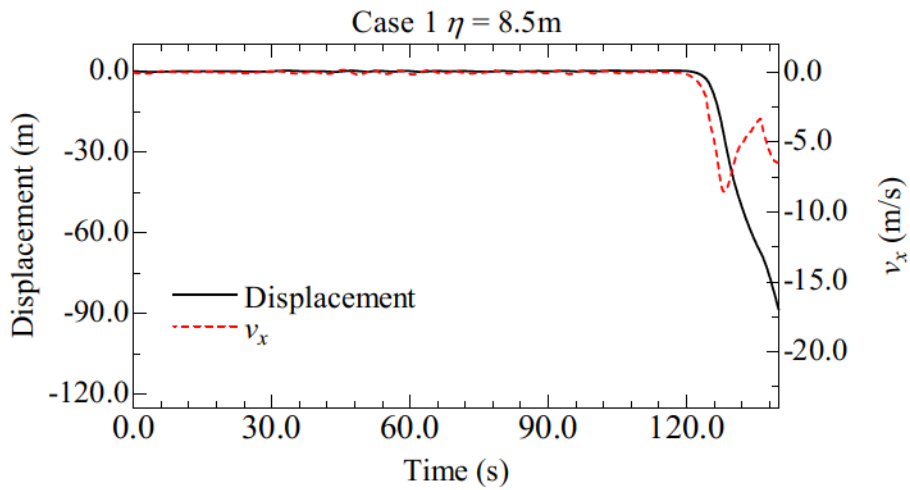


Fig. 4.1-7 Behavior of float (Case 1)

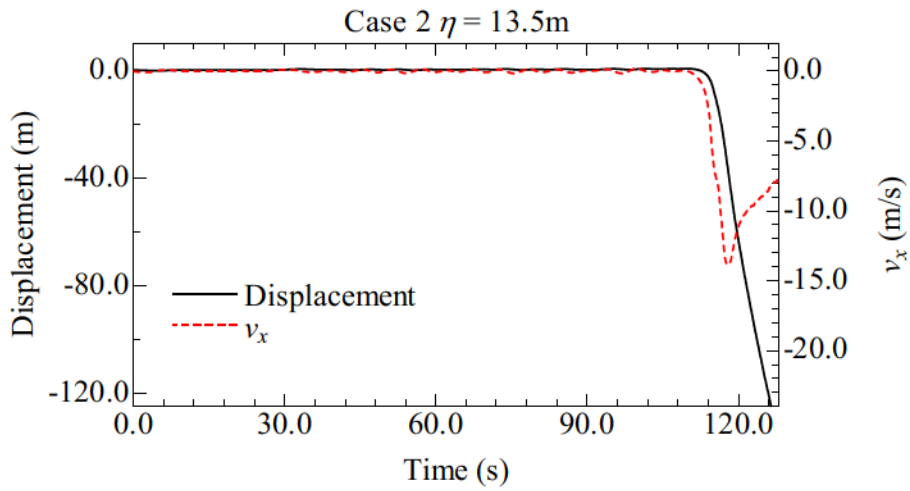


Fig. 4.1-8 Behavior of float (Case 2)

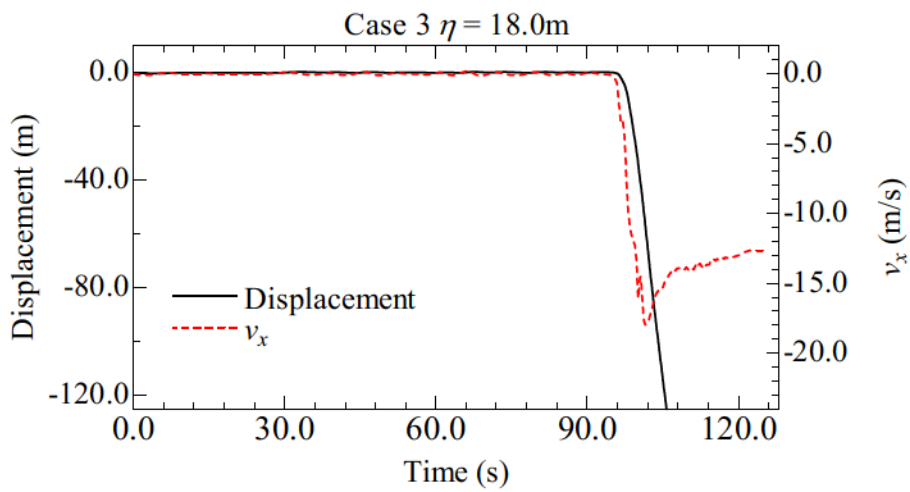


Fig. 4.1-9 Behavior of float (Case 3)

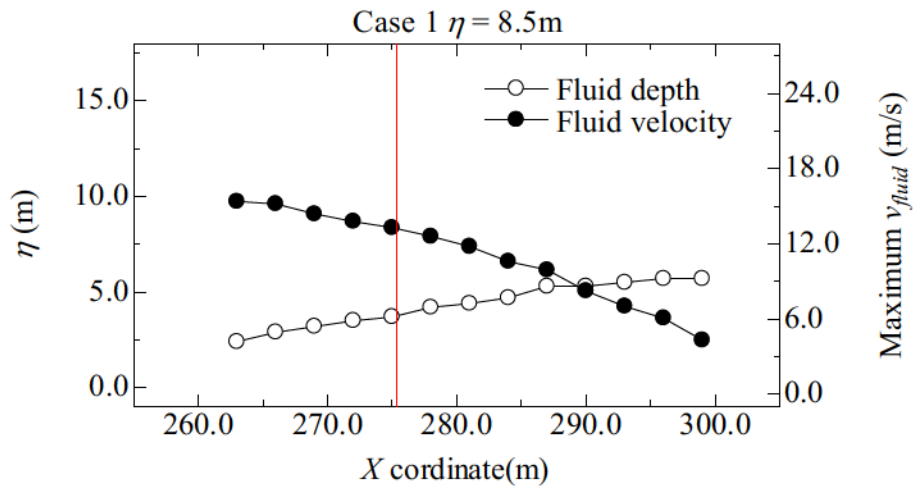


Fig. 4.1-10 Space distribution of wave elevation and fluid velocity on quay (Case 1)

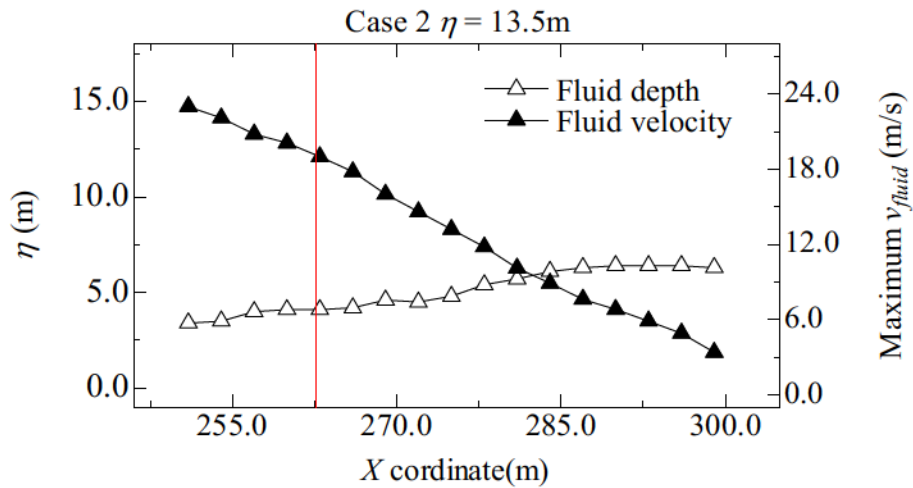


Fig. 4.1-11 Space distribution of wave elevation and fluid velocity on quay (Case 2)

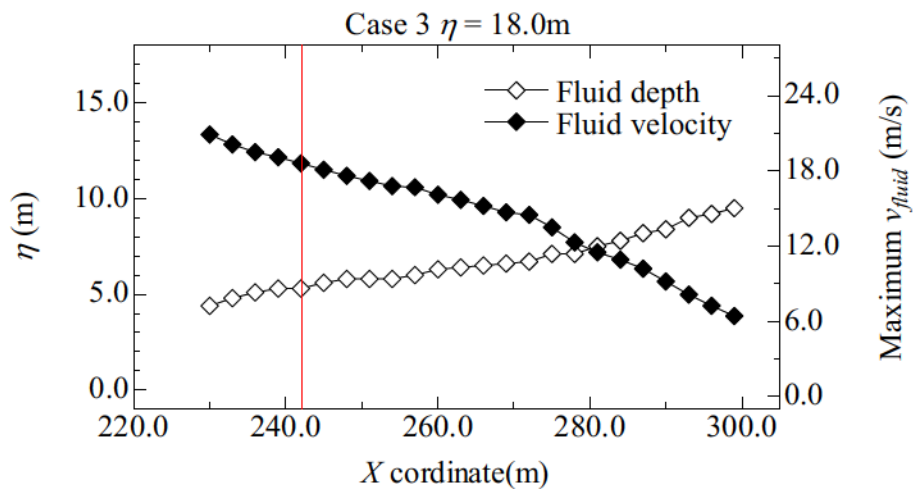


Fig. 4.1-12 Space distribution of wave elevation and fluid velocity on quay (Case 3)

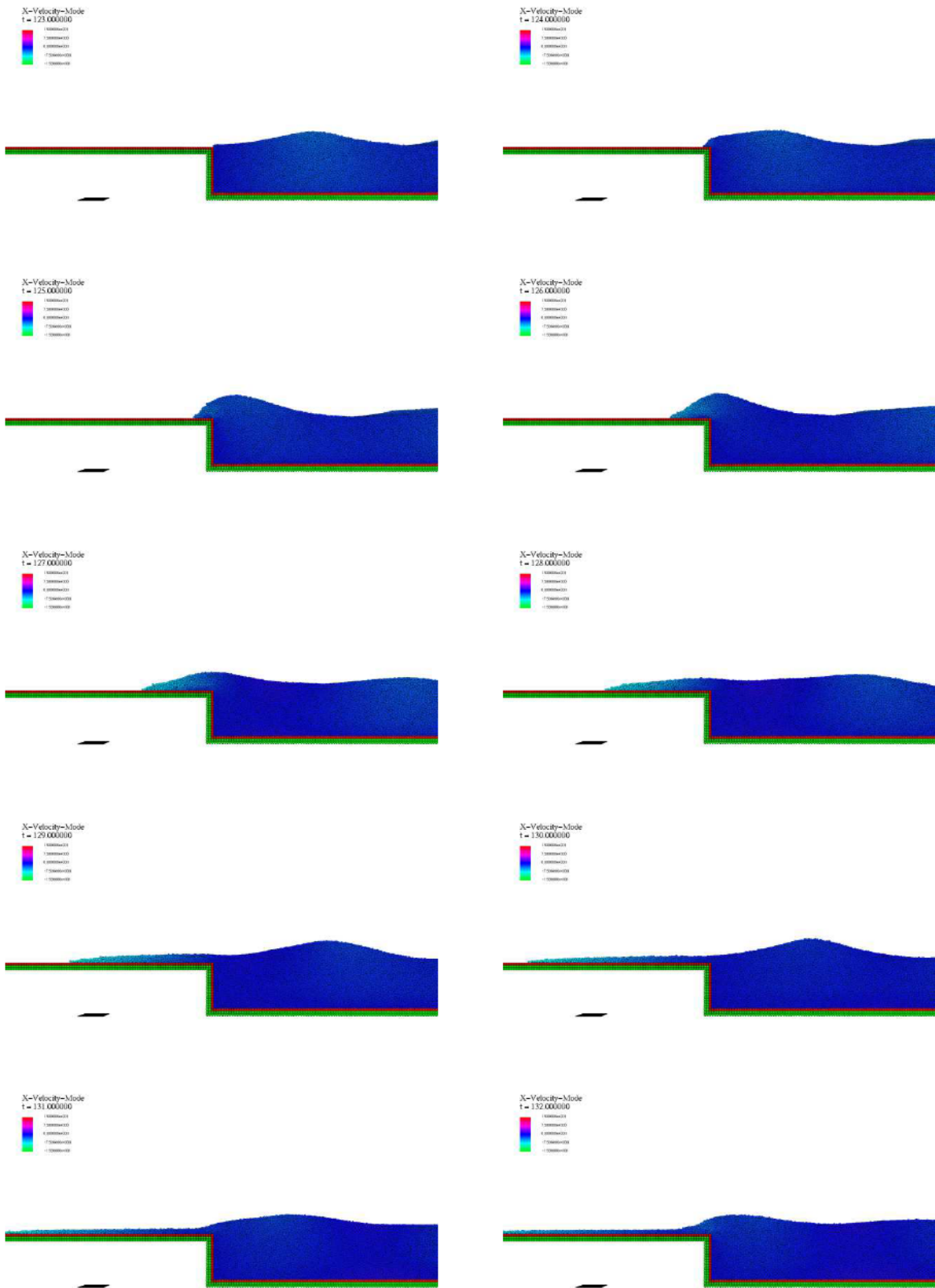


Fig. 4.1-13 Animation results without float (Case 1)

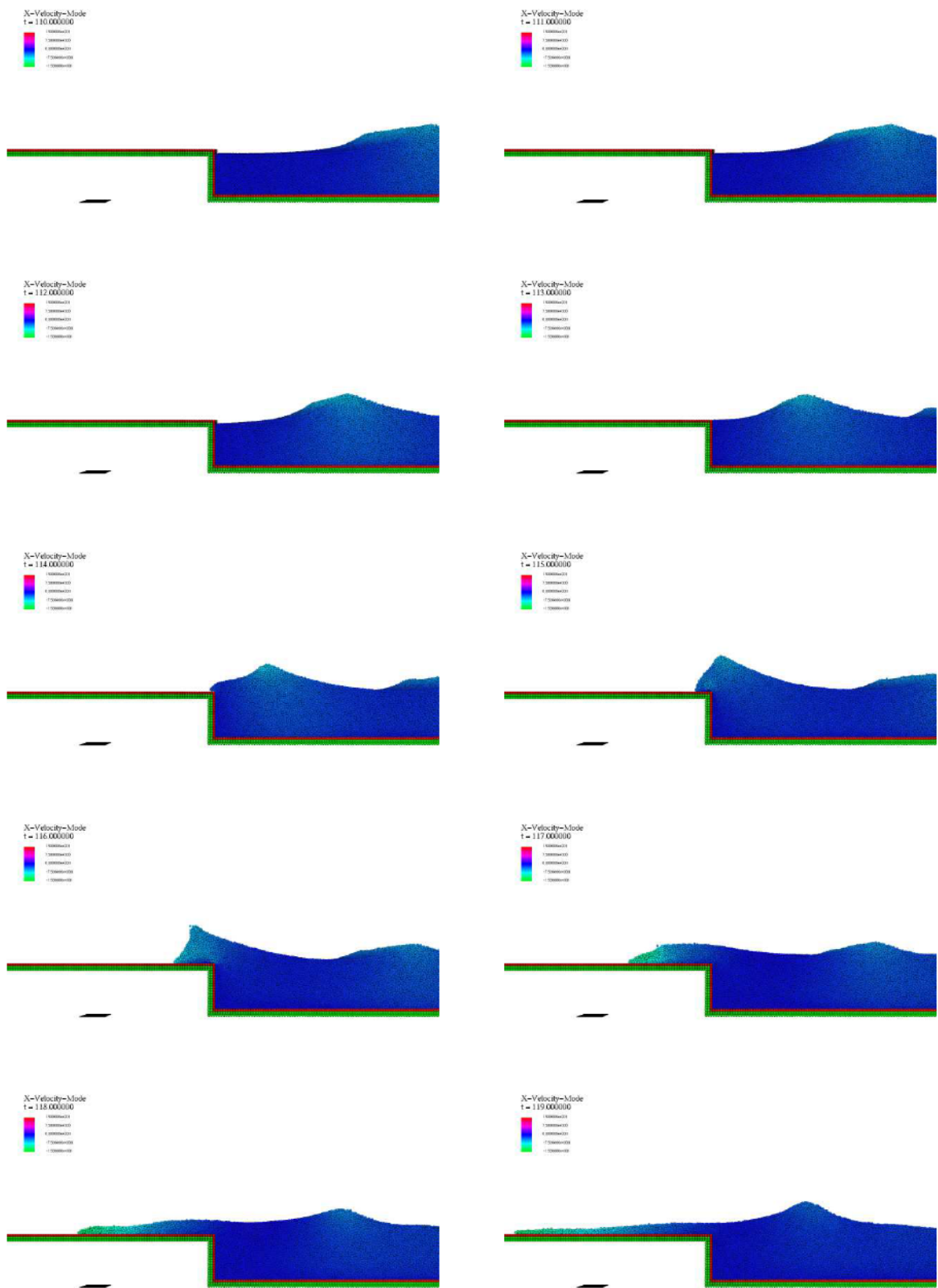


Fig. 4.1-14 Animation results without float (Case 2)

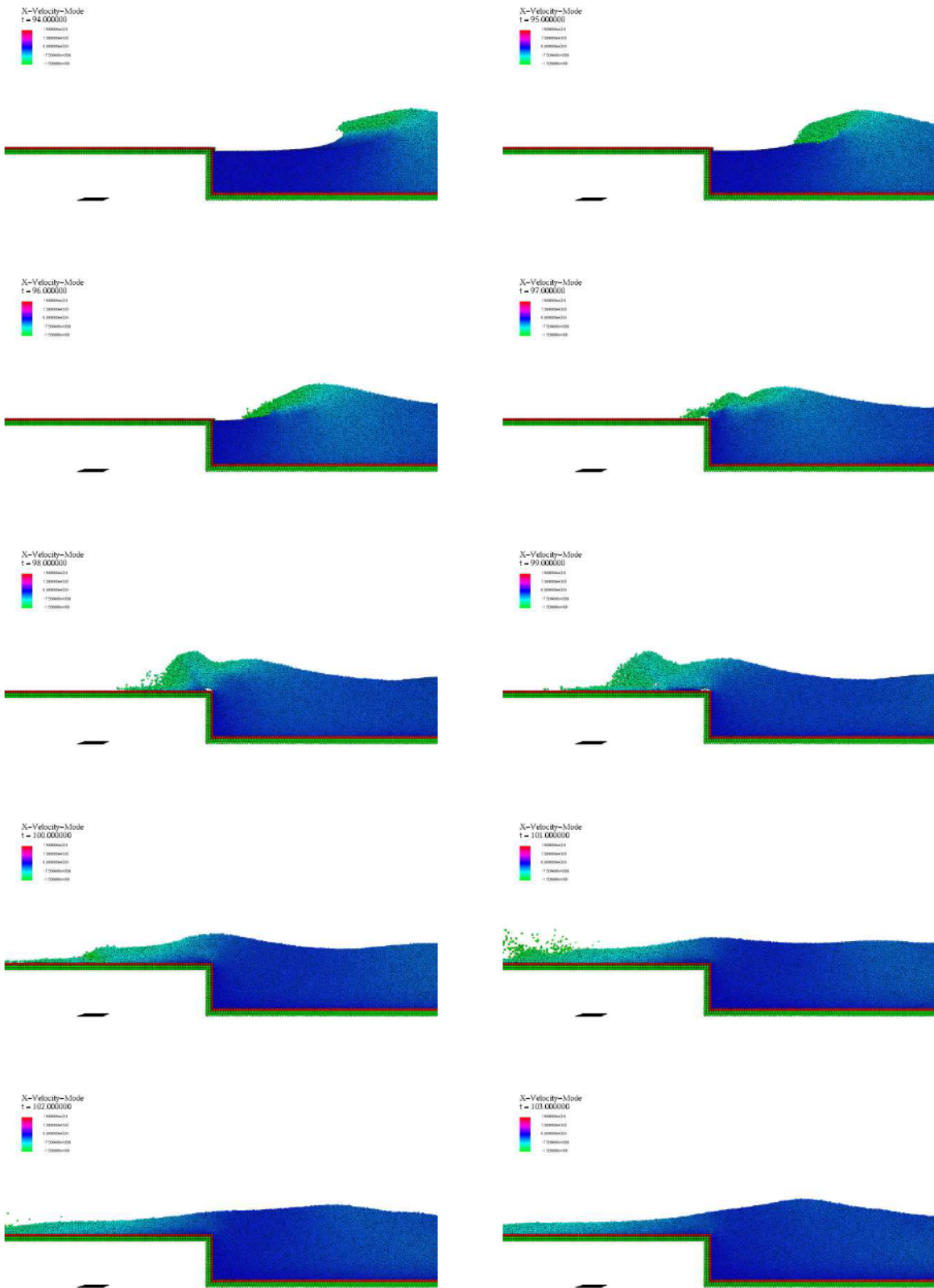


Fig. 4.1-15 Animation results without float (Case 3)

4.2. 喫水の変化と漂流挙動の関係

前節までの検討により、津波のみによって遡上した最大遡上流速と比較して船舶が漂流した場合における最大漂流速度が船舶の慣性影響により低くなる傾向について定性的にそれを示すことができた。しかし、上述した検討の中では津波漂流物の重量の差の影響により遡上流速のみの場合と比べて漂流挙動特性が変化したことについては推察されているが、その定量的な検討を行っていないことから津波漂流物の挙動特性の把握については十分に検討できていない。

そこで本検討に関しては、前節の系統計算として浮体の重量の変化による漂流速度の影響に着目し、その傾向を明らかにすることとする。

4.2.1. 数値シミュレーション概要

本節では前節に引き続き、検討した条件を継続的に用いることとし、津波の入射条件および津波漂流物規模においてはそれを参照する。

船舶重量の変化は船舶の岸壁係留時における喫水を変化させることで調整した。なお、本検討では喫水を順に 4.0m～7.0m まで 1.0m ごとに変化させて計算を実施した。Fig. 4.2-1 に数値計算概要図と Table 4.2-1 に船舶喫水諸元を示す。

本検討は船舶の停泊状態は最も岸壁への乗り上がりや漂流の危険性の高い無係留状態を想定している。

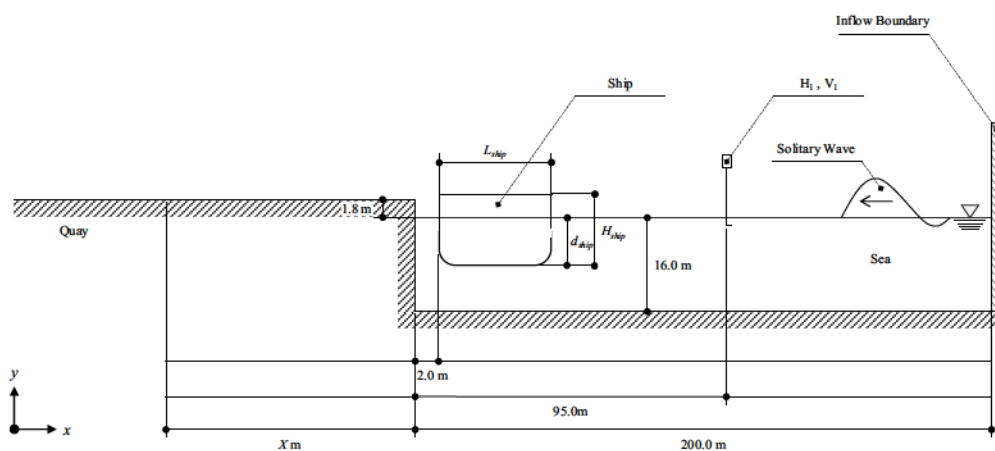


Fig. 4.2-1 Simulation setup system

Table 4.2-1 Detail of draft of float

d_{ship} (m)	4.0	5.0	6.0	7.0

d_{ship} : Draft of ship (m)

a) 数値計算諸元

Table 4.2-2 に数値計算諸元を示す。検討ケースは前節の津波規模に対してそれぞれに設定した喫水条件について定量的に検討を実施する。計算条件についてはほぼ前節と変わらないが計算コストを考慮し、数値シミュレーション時間を前節に比べ 30.0s 短くすることとする。したがって、数値シミュレーション時間は 150.0s としている。計算時間刻みは 1.0×10^{-2} s とし、空間解像度を示す粒子間距離は 1.0m とする。浮体の粒子密度を変化させることで重量を調整し、浮体の喫水に着目することで重量の影響を考察する。また、岸壁間摩擦に関しては静止摩擦係数および動摩擦係数をそれぞれ 0.5 とした。

Table 4.2-2 Simulation condition

Condition	Case 1	Case 2	Case 3
Simulation time (s)	:	150.0	
dt (s)	:	1.0×10^{-2}	
Particle distance (m)	:	1.0	
Solid condition	:	Rigid body	
Static μ_{fric} (-)	:	0.5	
Dynamic μ_{fric} (-)	:	0.5	

μ_{fric} : Friction coefficient (-)

4.2.2. 結果および考察

以下に本節による結果を示す。

Fig. 4.2-2 はそれぞれの津波規模のケースに対して x 方向の最大漂流速度分布を喫水ごとに示した結果となっている。Fig. 4.2-3～Fig. 4.2-6 は時系列における浮体の漂流速度分布と移動距離について各軸方向に対してそれぞれ示しており、Fig. 4.2-3 は x 方向漂流速度分布、Fig. 4.2-4 は y 方向漂流速度分布、Fig. 4.2-5 は x 方向の移動距離、Fig. 4.2-6 は y 方向の移動距離である。Fig. 4.2-7～Fig. 4.2-10 は Case 2 について同様に示したものであり、Fig. 4.2-11～Fig. 4.2-14 は Case 3 に関するものである。Fig. 4.2-15～Fig. 4.2-17 は岸壁先端位置における時系列の浸水深 (Fig. 4.2-15) と x 方向遡上流速 (Fig. 4.2-16)、流量 (Fig. 4.2-17) とについて津波規模に対して比較できるようにまとめた。Table 4.2-3～Table 4.2-5 は浮体の重量が異なった場合における漂流距離と最大漂流速度を観測した時刻を示したものをそれぞれの Case で明記した。なお、シミュレーション時間は全体として 150.0s としたが、膨大な計算コストがかかってしまうため、各 Case にて最大漂流速度を観測した後に計算を終了させた。

まず Fig. 4.2-3 の Case 1 の結果では、浮体の喫水が 4.0m である場合に最も漂流速度の立ち上がりが大きく、およそ 10.0m/s を超える速度となった。前節に示した Fig. 4.1-3 および Fig. 4.1-4 の津波入射条件の時系列の分布から見ると、岸壁先端に來襲した段波津波の第一波によって遡上し、乗り上がることで漂流速度がそれと共に増加したと推察される。次いで喫水影響について比較すると 5.0m～7.0m と喫水が変化し浮体の重量が増えるにつれて漂流速度の立ち上がりが著しく低下することが見て取れる。これは浮体の慣性の影響が強くなり、流体のみで遡上した流速による遡上状況とは性質が異なることがわかる。他の津波条件の場合についても着目すると、Case 2 および Case 3 について同様の傾向が見て取れた。ここで Case 3 について Fig. 4.2-11 をみると、他のケースに対して漂流速度の立ち上がり特性の違いが見て取れる。これは浮体の岸壁の乗り上がり時における津波への遡上の仕方が異なることによって現れたものであると考えられる。Case 3 は遡上津波の浸水深が最も深くなる状況であり、Fig. 4.1-3 および Fig. 4.1-4 の津波条件を他のケースと比較してもその性質が異なることが分かる。即ち、Case 3 においては浮体の漂流する流体上の位置関係として、遡上津波の先端が船舶より先行し、その遡上流体上に乗ると漂流速度の増加の仕方が変化することに繋がるのが原因として推察される。一方で Table 4.2-3～Table 4.2-5 における漂流速度が最も増加した際の船舶の漂流距離について見ると、津波漂流物の重量の重いものは海域近くに位置し、軽いものはそれに比べ陸域に位置することがわかった。漂流速度分布における比較からも分かる通り、慣性の影響により漂流速度の増加に伴って漂流移動距離も変化し、最大漂流速度時の距離も当然ながら変化することが分かる。

以上の検討によることを踏まえると、漂流速度の増加や減衰の影響には津波漂流物の慣性の影響が、重量が大きい規模のものである程顕著に現れることとなり、津波漂流物が流体のどの位置で遡上するかによって漂流速度の増加の傾向が変化することが本検討により明らかとなった。さらに、現行設計基準式の簡易的な衝突力算定式を用いる際には本検討で得られた慣性の影響を十分に考慮しなければ、重量の大きい船舶である程、過剰設計となり合理的な設計としては相応しい外力推定とならない可能性が高いことも推察されるため、これらの比較等に関しては十分に検討する余地があることがいえる。

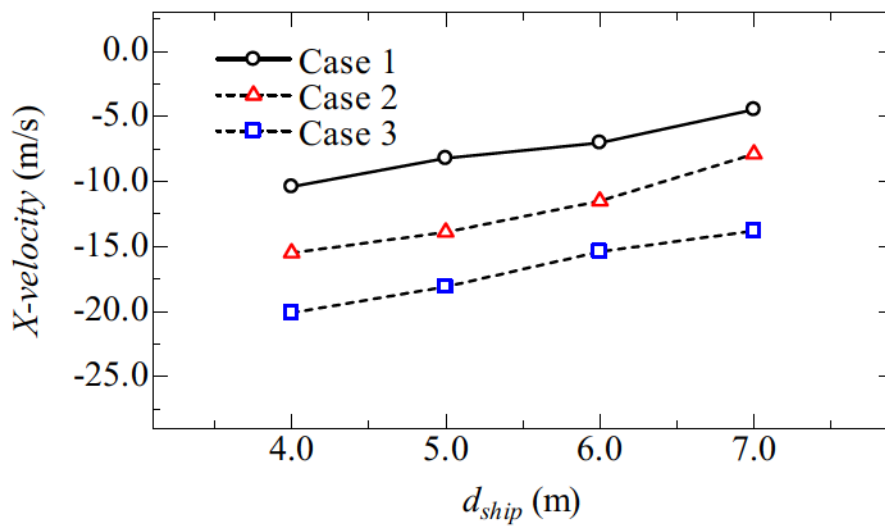


Fig. 4.2-2 Maximum float x direction velocity in each case

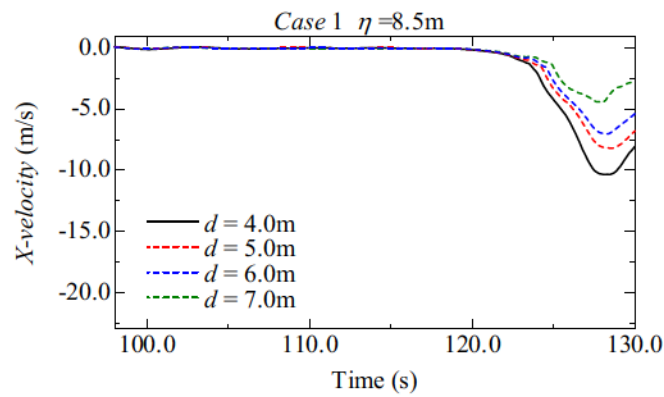


Fig. 4.2-3 Comparison of draft of float x direction velocity in time series (Case 1)

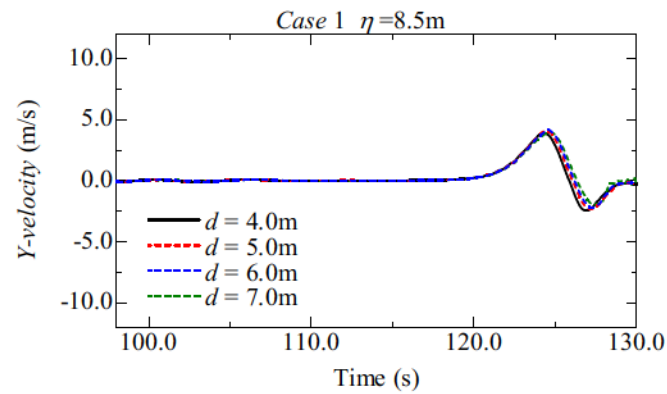


Fig. 4.2-4 Comparison of draft of float y direction velocity in time series (Case 1)

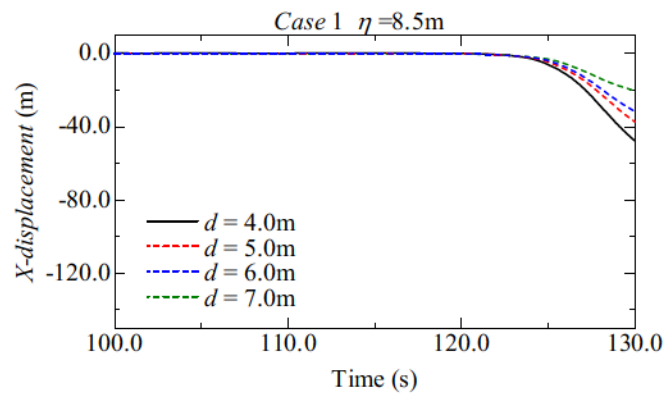


Fig. 4.2-5 Comparison of draft of float x direction displacement in time series (Case 1)

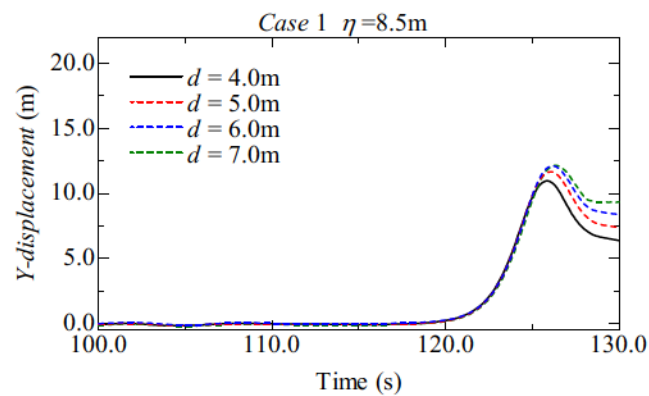


Fig. 4.2-6 Comparison of draft of float y direction displacement in time series (Case 1)

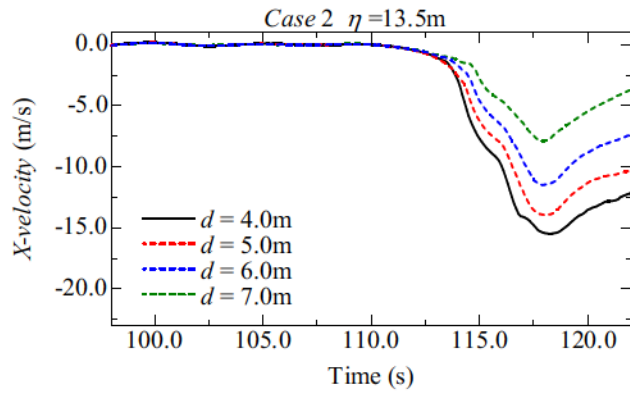


Fig. 4.2-7 Comparison of draft of float x direction velocity in time series (Case 2)

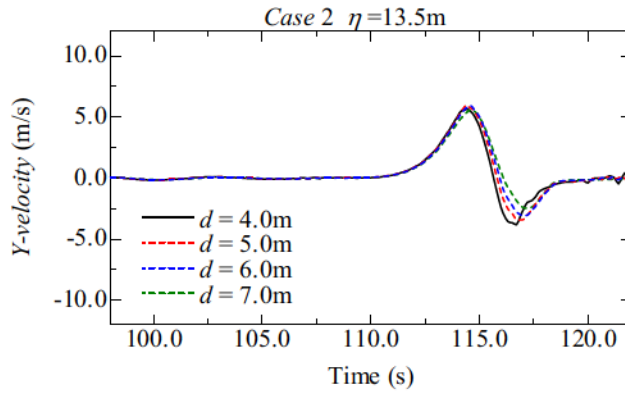


Fig. 4.2-8 Comparison of draft of float y direction velocity in time series (Case 2)

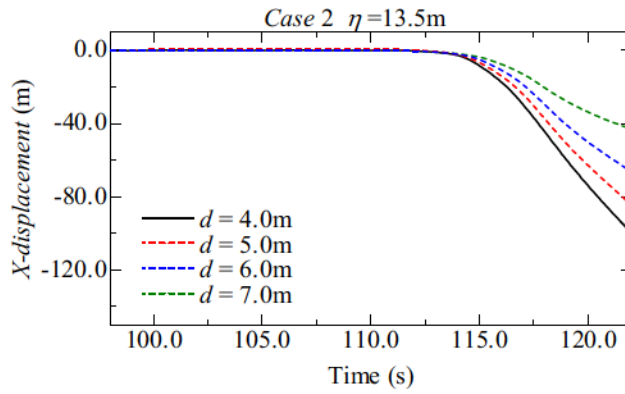


Fig. 4.2-9 Comparison of draft of float x direction displacement in time series (Case 2)

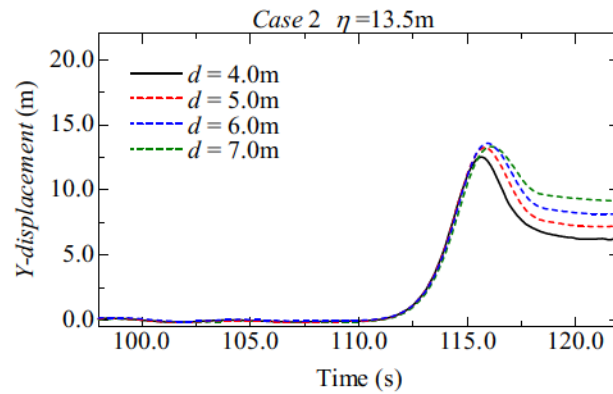


Fig. 4.2-10 Comparison of draft of float y direction displacement in time series (Case 2)

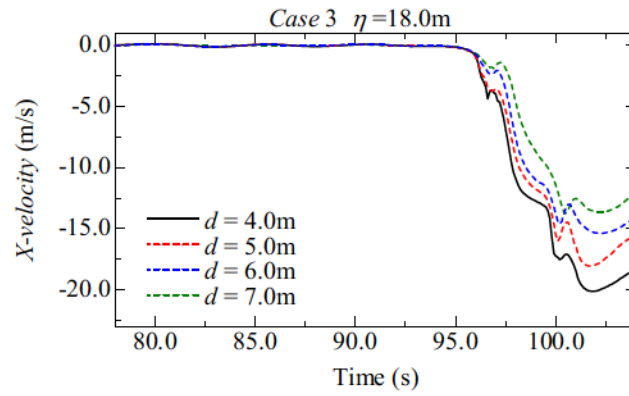


Fig. 4.2-11 Comparison of draft of float x direction velocity in time series (Case 3)

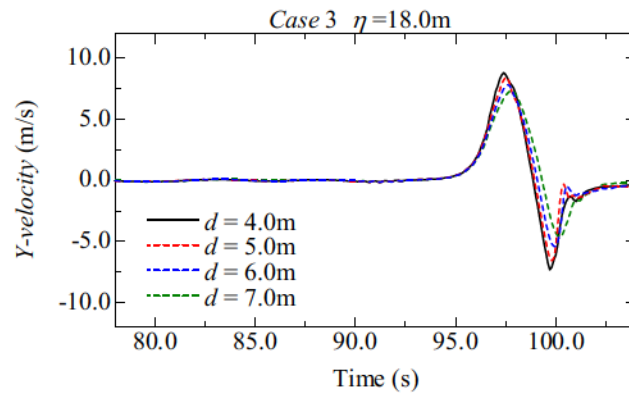


Fig. 4.2-12 Comparison of draft of float y direction velocity in time series (Case 3)

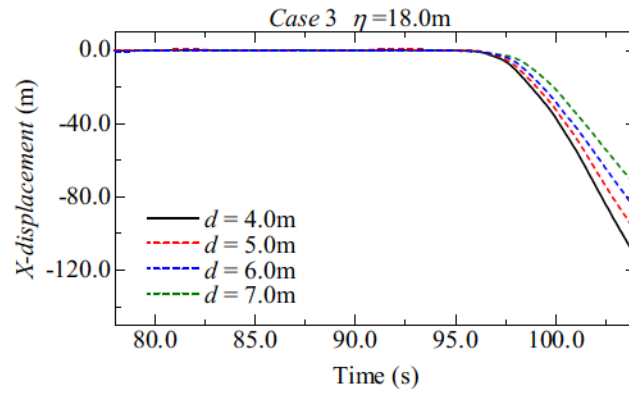


Fig. 4.2-13 Comparison of draft of float x direction displacement in time series (Case 3)

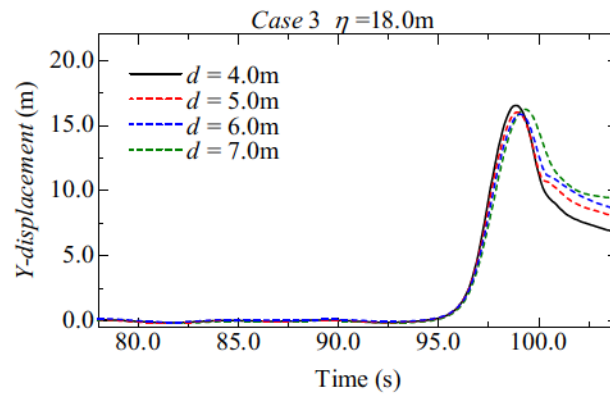


Fig. 4.2-14 Comparison of draft of float y direction displacement in time series (Case 3)

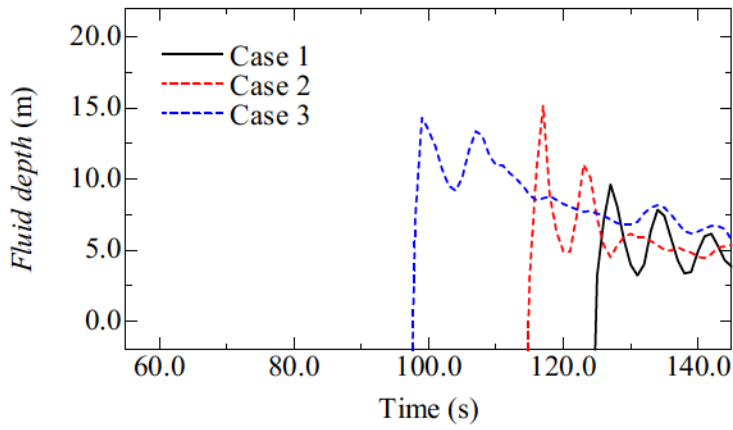


Fig. 4.2-15 Fluid depth at quay edge in each case

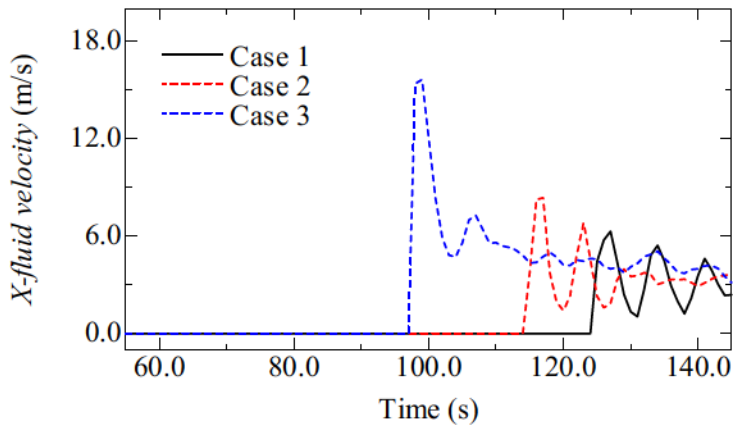


Fig. 4.2-16 X-fluid velocity at quay edge in each case

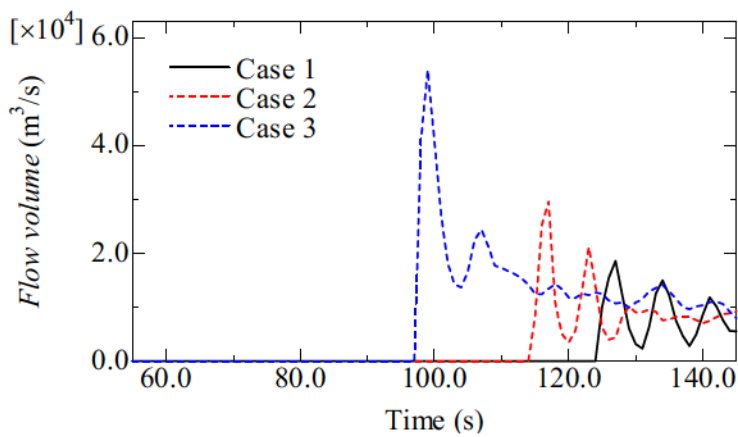


Fig. 4.2-17 Flow volume at quay edge in each case

Table 4.2-3 Comparison of displacement

Case 1	d_{ship}	Displacement (m)	Time (s)
	4.0	29.7	128.1
	5.0	26.0	128.5
	6.0	21.2	128.3
	7.0	13.7	128.0

Table 4.2-4 Comparison of displacement

Case 2	d_{ship}	Displacement (m)	Time (s)
	4.0	49.1	118.3
	5.0	37.4	118.0
	6.0	28.5	117.9
	7.0	19.7	117.9

Table 4.2-5 Comparison of displacement

Case 3	d_{ship}	Displacement (m)	Time (s)
	4.0	40.5	100.2
	5.0	33.9	100.1
	6.0	31.0	100.2
	7.0	27.7	100.5

4.3. 遡上時の津波先端部と浮体の乗り上がり位置の違いによる漂流挙動の関係

4.3.1. 数値シミュレーション概要

前節までの結果から、岸壁近傍に存在する船舶の陸域への漂流速度は津波規模、船舶の重量によって大きく異なる傾向を示した。津波の遡上流速が増加する程それに伴い浮体の漂流速度は増加する。また浮体の重量が変化すると軽荷喫水時の場合では、漂流速度の増加が顕著に見受けられる。加えて、津波のみが越流する場合の最大遡上流速と浮体の最大漂流速度を比較すると、浮体のそれは遡上した津波の流速に対して減少する傾向を示し、重量が増加する程その差はさらに生じることが分かった。

これを踏まえると建築物との衝突問題を考えていく場合、遡上した津波が先行する状況によっては衝突性状が異なることが思慮できる。そこで本節では、浮体の漂流速度について岸壁への乗り上がり性状の変化に関する検討を行った。特に本節では先行する流体の先端部と浮体の乗り上がる位置の状況に関して着目し、前節までと同様に漂流速度や移動距離について考察する。また、遡上津波が先行する状況を再現するため、本節では浮体と岸壁の離岸距離を変化させることでその傾向を精査する。離岸距離に関する設定条件は本節 b)項に詳細に示す。

数値シミュレーションを実施する上での対象とする浮体は前節と同様とする。岸壁の天端高さや前面水深に関しては前節と比較し危険側として検討するため、以下の Fig. 4.3-1 に示すように設定を行った。また、浮体重量は前節までの傾向から最も漂流速度が増加する軽荷喫水 ($d_{ship}=4.0\text{m}$) と最も漂流速度の増加が小さい傾向を示した満載喫水 ($d_{ship}=7.0\text{m}$) について検討する。

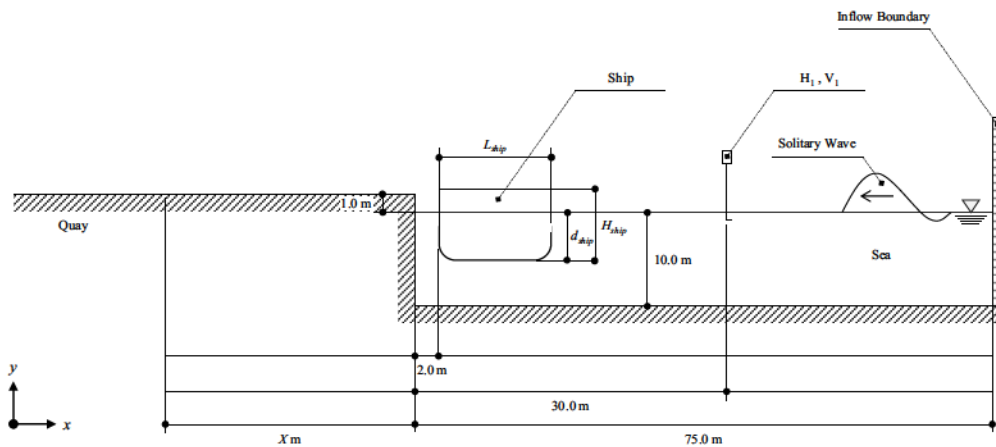


Fig. 4.3-1 Simulation setup system

a) 津波条件

前節までの津波入射条件はケーススタディーである静岡県清水港周辺で内閣府が想定されている規模について最大津波高が同程度となるように設定を行った。しかし波形勾配の規模が大きくなる程急なものとなり、浮体の乗り上がりにおいて作用時間が変化することが考えられる。そこで本検討では津波規模については前節と同等としつつ、津波の押し波の作用時間についてさらに継続的に作用するような条件を設定した。Fig. 4.3-2 および Fig. 4.3-3 が本検討における海域における水面変動量と流速の時系列分布である。解析地点は岸壁先端から海域へ 30.0m の地点である。図中津波の規模は 12.6m 程度の最大津波高を持ち、最大流速は 23.5m/s である。上述したように、本検討による津波規模は基本的に清水港で予測されている規模となるような設定を行っているが、本検討の津波条件は既存研究による増田ら⁵¹⁾の係留船舶の津波中挙動解析で検討している規模と同程度のもとなっており、押し波時での浮体の乗り上げ問題としては危険側として検討できるような状況である。

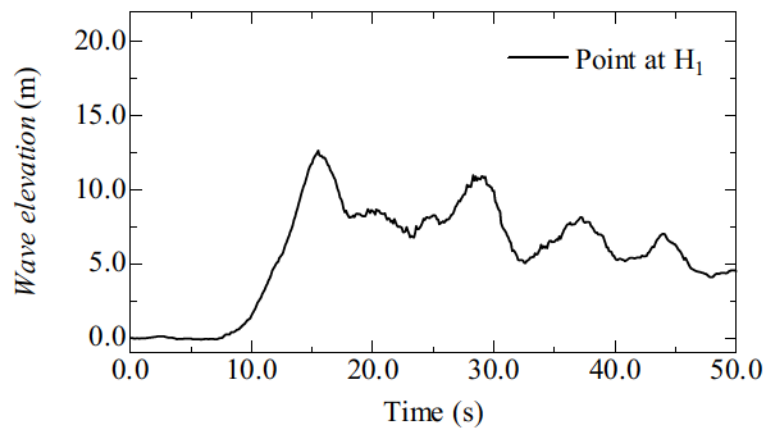


Fig. 4.3-2 Water elevation at H_1

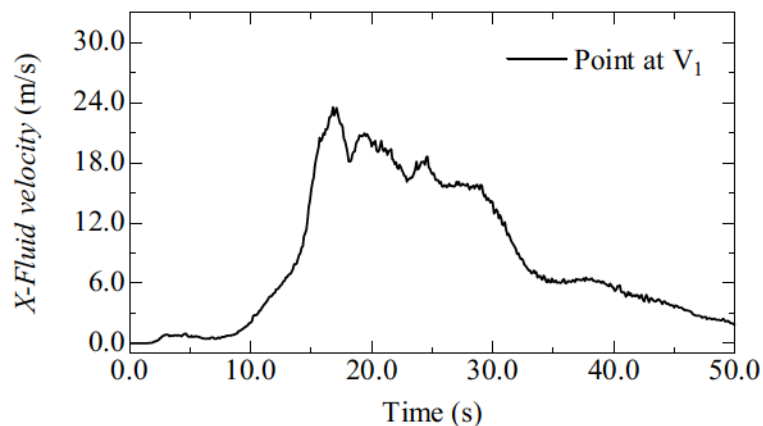


Fig. 4.3-3 X-fluid velocity at V_1

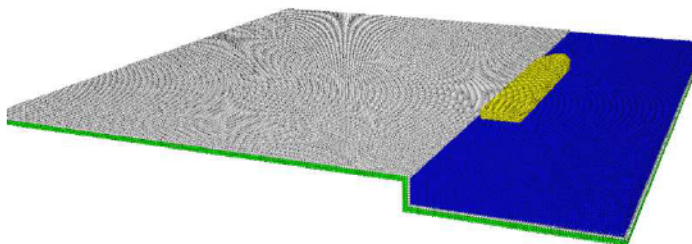
b) 離岸距離の設定

津波の岸壁遡上時における先端部の位置と浮体の乗り上げ状況の関係性を検討するため、本検討では浮体の離岸距離を変えていくことでその状況を再現する。以下の Table 4.3-1 および Fig. 4.3-4 に詳細条件を示す。また、浮体幅に対する津波の位置関係を定量的に比較するため、離岸条件は一般的に係留されてある場合 (離岸距離: 2.0) と浮体幅に対して 1.5 倍 (1.5*B*), 2.5 倍 (2.5*B*) とし、これらのケースに対して本節 a) 項で示した津波条件に対する漂流挙動特性を考察する。

Table 4.3-1 Detail of distance condition

Distance (m)	2.0m	1.5 <i>B</i>	2.5 <i>B</i>
--------------	------	--------------	--------------

B : Width of ship (m)



a) 2.0m

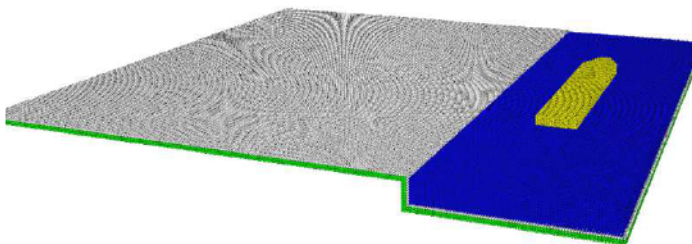
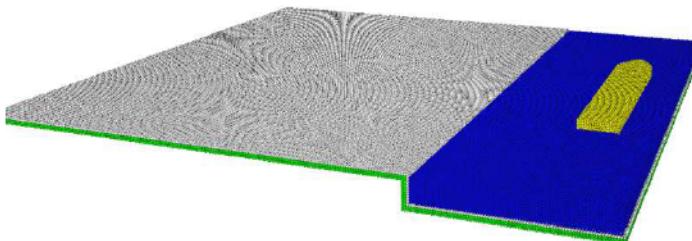
b) 1.5*B*c) 2.5*B*

Fig. 4.3-4 Set point of float

c) 数値計算諸元

本項に MPS 法における数値シミュレーションの詳細を示す。シミュレーション時間は 50.0s とし、計算時間刻みを 1.0×10^{-2} s とし、空間解像度を示す粒子間距離は 1.0m とした。軽荷喫水時における総粒子数は 1,074,902 個であり、満載喫水時は 1,069,735 個である。建築物との衝突問題は本検討では考慮しないため、浮体動揺においては前節までと同様剛体モデルを採用する。しかし、岸壁先端やエプロン上等による浮体外板との摩擦問題が考えられるため、剛体摩擦モデルとしてシミュレーションを行う。物体表面間の静止摩擦および動摩擦係数はそれぞれ 0.5 とした。

Table 4.3-2 Simulation condition

		Distance		
Condition	:	2.0m	1.5B	2.5B
Simulation time (s)	:	50.0		
Dt (s)	:	1.0×10^{-2}		
Number of particle (num.)	:	1,074,902 ($d_{ship}=4.0m$), 1,069,735 ($d_{ship}=7.0m$)		
Particle distance (m)	:	1.0		
Solid condition	:	Rigid body		
Static μ_{fric} (-)	:	0.5		
Dynamic μ_{fric} (-)	:	0.5		

μ_{fric} : Friction coefficient (-)

4.3.2. 結果および考察

本検討に関する結果を以下に示す。

Fig. 4.3-5 は浮体の陸上遡上時後の x 方向の最大漂流速度を軽荷喫水および満載喫水に関して比較した結果であり、横軸は離岸距離となっている。Fig. 4.3-6 は、浮体の岸壁乗り上がり時の y 方向の上向き最大漂流速度を喫水の状態に対して比較しており、各離岸距離ごとの分布となっている。即ち、Fig. 4.3-5 では浮体の陸上漂流における状態を見ることができ、Fig. 4.3-6 は浮体の岸壁乗り上がり時の伝播する津波に対して浮力による応答の程度を見ることができる。Fig. 4.3-5 の結果から、軽荷喫水時での最大の漂流速度は離岸距離 2.0m の際に 17.0m/s を超える結果となることが確認できる。離岸距離が大きくなるにつれ、陸上で観測される最大漂流速度は低下することが見受けられる。一方で満載喫水時における最大漂流速度は軽荷喫水と同様に離岸距離が大きくなるにつれて低下する傾向を示した。また、軽荷喫水と比較し満載喫水の最大漂流速度は全体的に小さくなり、この傾向は前節において得た知見と同様の原因で説明することができる。即ち図中の傾向からも浮体重量の変化によって最大漂流速度は慣性の影響が強く生じることが再度確認できた。図中、全体を通して離岸距離が大きくなるにつれて最大漂流速度が低下する原因は岸壁乗り上げ時における浮体と遡上津波の位置関係が関係すると考えられ、この点においては Fig. 4.3-7 ~ Fig. 4.3-18 の結果に基づいて考察することとする。Fig. 4.3-6 の y 方向の上向き最大漂流速度の結果から、軽荷喫水に比べ、満載喫水の方が鉛直上向きに対して大きくなる傾向を示した。これは浮体底部と海底との間隙によるものと考えられ、海域から伝播する津波が岸壁へ侵入する際に上述した間隙に流体が入り込む際に鉛直上向きに対するエネルギーが浮力に大きく影響したものであると考えられる。離岸距離が大きくなるにつれ両者の差はなくなるが、津波の岸壁からの干渉の影響が弱くなることを推察するとこれらの分布傾向は上述した理由で良く説明できる。

次に Fig. 4.3-7 ~ Fig. 4.3-10 は離岸距離が 2.0m の場合における各方向の漂流速度分布と移動距離について時系列により示している結果である。順に Fig. 4.3-7 が浮体の x 方向の漂流速度であり、Fig. 4.3-8 が y 方向の漂流速度、Fig. 4.3-9 が浮体の x 方向の移動距離、Fig. 4.3-10 が y 方向の移動距離を示している。まず、Fig. 4.3-7 および Fig. 4.3-8 から時系列による各方向の漂流速度分布をみると、津波による浮体の動揺開始時刻は軽荷喫水の方が早くなる傾向を示している。本検討は船舶の船首尾方向に対して横波のような形で入射する状況を検討しており、津波が浮体におよぼす流体力は喫水が大きくなる満載喫水の方が大きくなることが予測されるが、軽荷喫水の方が慣性が満載喫水と比較して小さいため、動揺開始時刻が早まったと考えられる。 y 方向の漂流速度分布である Fig. 4.3-8 では浮力による移動開始時刻は軽荷喫水が小さく、満載喫水が若干大きく動揺する傾向が見て取れる。これは Fig. 4.3-6 において述べたように海域から伝播する津波が岸壁へ侵入

する際に、浮体底部と海底との間隙に流体が入り込む際に鉛直上向きに対するエネルギーが浮力に大きく影響したものであると考えられる。次に Fig. 4.3-9 および Fig. 4.3-10 の浮体の各方向の移動距離について着目すると、両者の分布は満載喫水の方が大きくなる傾向を示しているが、Fig. 4.3-7 での漂流速度分布と合わせてみると、軽荷喫水ではシミュレーション開始からおよそ 23.0s 後に最大漂流速度を迎えるのに対して満載喫水はそれに比べて x 方向の最大漂流速度の増加がそのさらに 10.0s 後程で確認することが出来る。これは岸壁乗り上げ時における浮体の津波への動揺の位相差が大きく影響することと考えられる。さらに満載喫水は軽荷喫水と比べて 3.0m も喫水が大きい状況となっており、津波の岸壁前面部到達時における津波高に対して十分に乗り上がることのできる高さがなかったことによって位相差が生じた原因であると考えられる。この傾向は Fig. 4.3-10 においても確認でき、軽荷喫水の状態で浮体の y 方向上向きの移動距離は満載喫水と比較してもそれほど増加せず低下傾向を辿るが、同じ時刻歴での満載喫水はさらに y 方向上向きに動揺しようとしている。これは岸壁上の津波高が喫水の深さに対して十分に乗り上がる高さに達していないことが考えられる。これが津波の陸域への伝播と浮体の陸域への漂流時刻に関して位相差を生み、遡上津波先端で漂流する状況（軽荷喫水）との差が生じる結果となったといえる。

次に離岸距離が 1.5B および 2.5B となった場合についてみる。即ち、1.5B については Fig. 4.3-11~Fig. 4.3-14 がその結果であり、2.5B については Fig. 4.3-15~Fig. 4.3-18 である。結果グラフの示す順は離岸距離 2.0m の結果と同様となっている。これらの結果から最大漂流速度は離岸距離 2.0m と比べ低下する傾向を示し、その最大値は Fig. 4.3-5 と Fig. 4.3-6 となる。この原因は津波の岸壁遡上する瞬間と浮体の岸壁乗り上がり時間の位相差によるものであると考えられる。浮体は海域から伝播する津波によって陸域の水平方向への流体力の影響を受けるが、係留力を持たず、無係留の状態では海域に存在するため、浮力により鉛直上向きに対して動揺する成分が生じる。しかし継続的な津波の流体力により浮体は次第に陸域方向への漂流を開始するがその際に津波のエネルギーは既に岸壁直前まで伝播しており、津波遡上時と浮体の岸壁乗り上がり時刻に位相差が生じる。この影響からその位相差が大きくなるに従って (1.5B \Rightarrow 2.5B) 陸域 x 方向の漂流速度が変化し、挙動特性が離岸距離によってこれほど異なってくる事が考えられる。これらから、遡上津波の先端部によって浮体が漂流する場合の浮体の漂流速度と、遡上津波の先端部より後方に浮体が位置する場合による浮体の漂流速度の増加特性には関係があることが明らかとなった。一方で、本検討で設定した津波条件よりさらに長周期の津波が入射する場合には、津波の沿岸部への侵入の時点でほぼ流れ場のような状況となることが考えられる。この場合においては浮体の漂流挙動特性は、本検討の中での遡上津波の先端部に位置するような挙動特性のような傾

向を示すことが考えられる。その理由は継続的に作用し続ける津波の周期が長い場合は定常に浮体側面に流体力が作用する点と、波形勾配が時間変化に対してほぼない場合は浮力に対する鉛直上向きの応答成分が小さくなるからである。しかし、海域からの津波の伝播を考えていく上ではその地域の海底の地形特性や津波の周期によって複雑に変化することが考えられ、一義的に津波の遡上現象に対する浮体の乗り上がり特性について断定することは困難である。本検討での浮体の岸壁乗り上げ開始から陸域漂流までの挙動特性は、海域で生じた津波の周期に対して地形変化の影響で急な波形勾配となった場合に生じ得る漂流挙動特性であるといえ、そのような状況を想定する際に有用な情報となり得ることが考えられる。

Fig. 4.3-19～Fig. 4.3-24 は浮体を設置しない場合における津波の遡上特性について示したものである。Fig. 4.3-19～Fig. 4.3-21 は岸壁先端位置における浸水深 (Fig. 4.3-19) と遡上流速 (Fig. 4.3-20)、流量 (Fig. 4.3-21) であり、Fig. 4.3-22～Fig. 4.3-25 は離岸距離 2.0m で浮体が最大漂流速度を迎えた陸域の座標における浸水深 (Fig. 4.3-22) と遡上流速 (Fig. 4.3-23)、流量 (Fig. 4.3-24) を示している。また、Fig. 4.3-25～Fig. 4.3-30 は各検討ケースに対する可視化結果であり、各方向成分の速度を合わせたものをカラーコンターで表したものである。

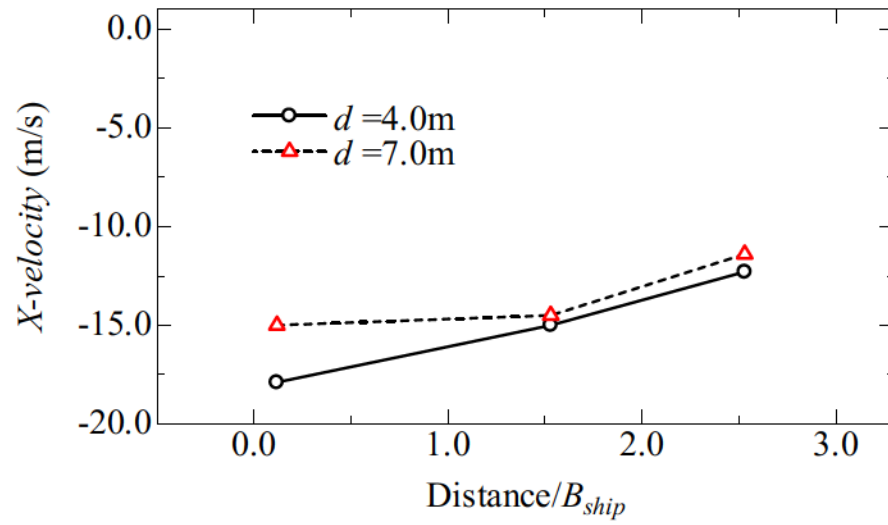


Fig. 4.3-5 Maximum float x direction velocity in each draft

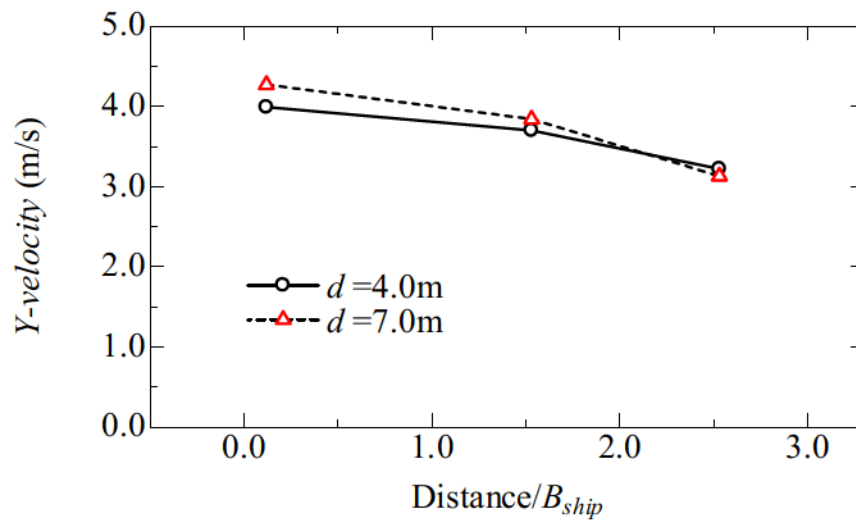


Fig. 4.3-6 Maximum float y direction velocity in each draft

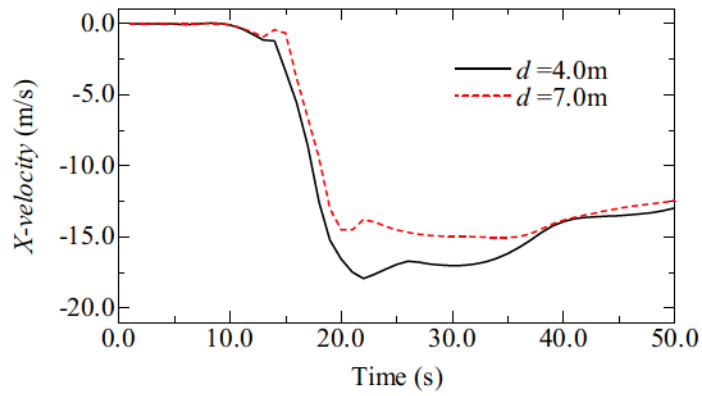


Fig. 4.3-7 Comparison of draft of float x direction velocity in time series (distance = 2.0m)

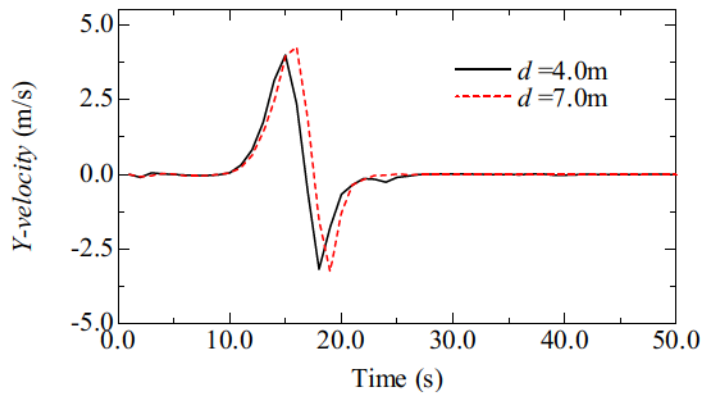


Fig. 4.3-8 Comparison of draft of float y direction velocity in time series (distance = 2.0m)

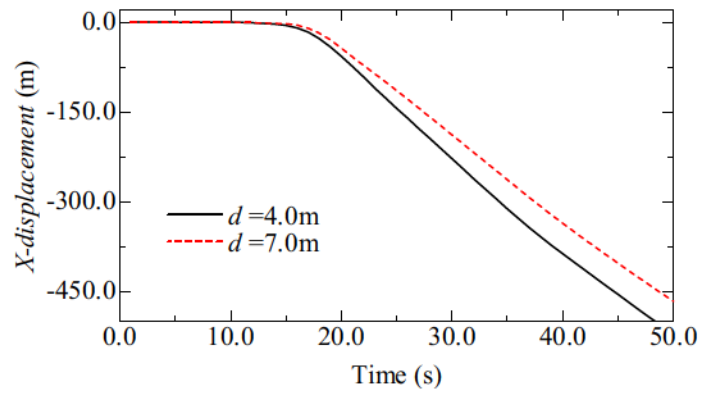


Fig. 4.3-9 Comparison of draft of float x direction displacement in time series (distance = 2.0m)

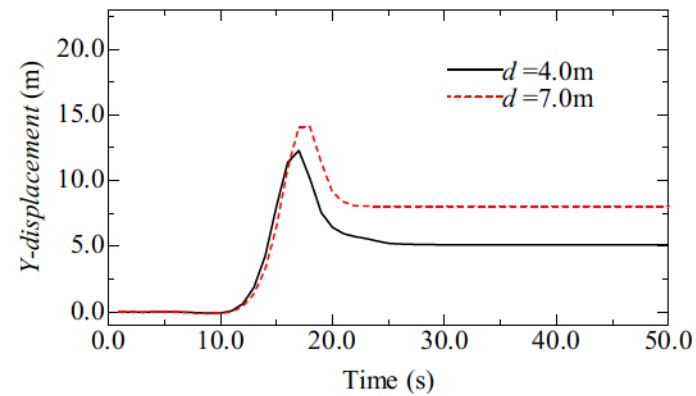


Fig. 4.3-10 Comparison of draft of float y direction displacement in time series (distance = 2.0m)

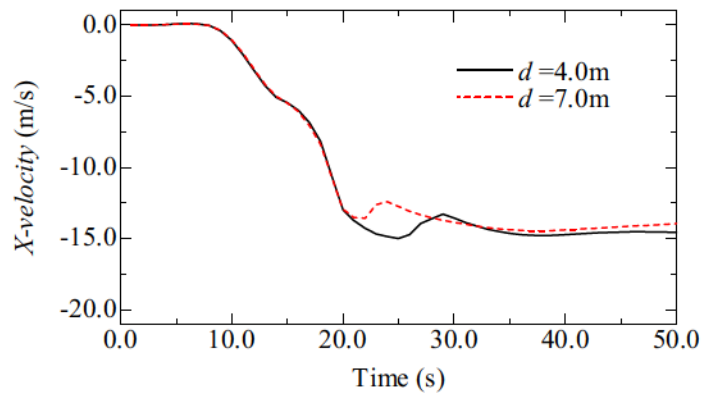


Fig. 4.3-11 Comparison of draft of float x direction velocity in time series (distance = $1.5B$)

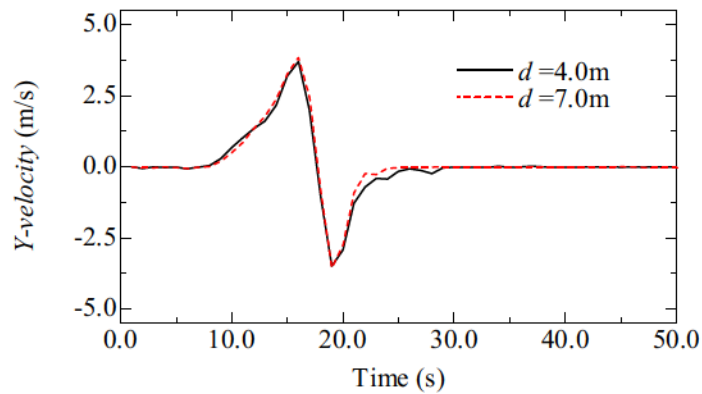


Fig. 4.3-12 Comparison of draft of float y direction velocity in time series (distance = $1.5B$)

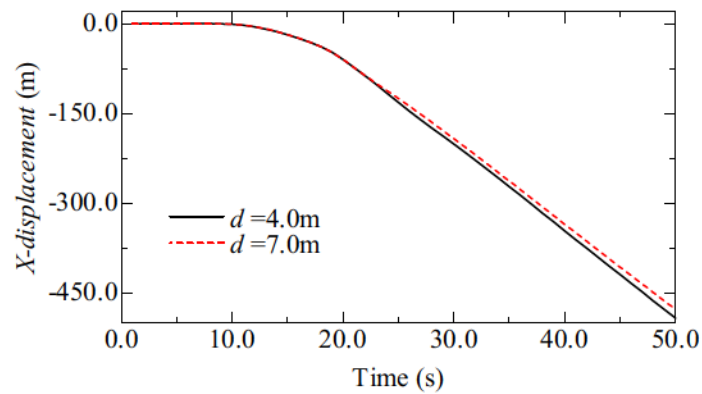


Fig. 4.3-13 Comparison of draft of float x direction displacement in time series (distance = $1.5B$)

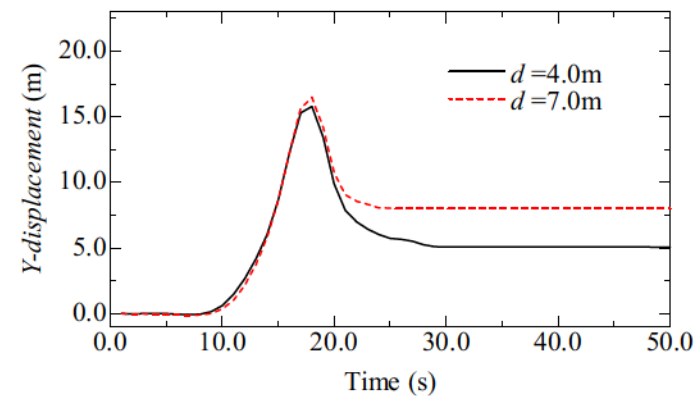


Fig. 4.3-14 Comparison of draft of float y direction displacement in time series (distance = $1.5B$)

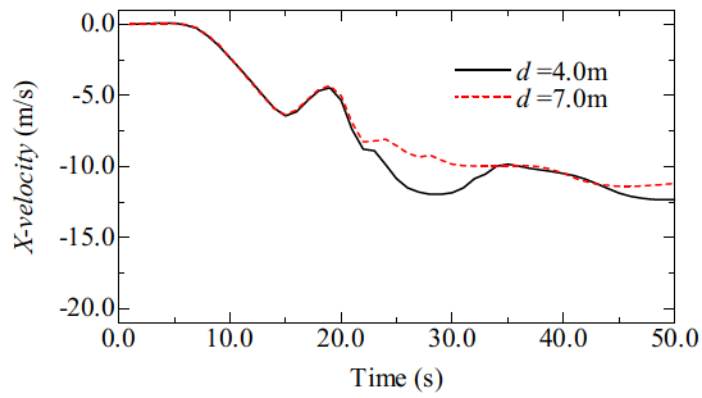


Fig. 4.3-15 Comparison of draft of float x direction velocity in time series (distance = $2.5B$)

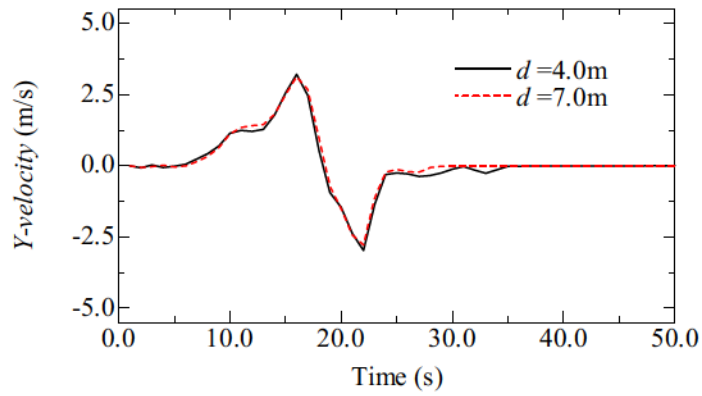


Fig. 4.3-16 Comparison of draft of float y direction velocity in time series (distance = $2.5B$)

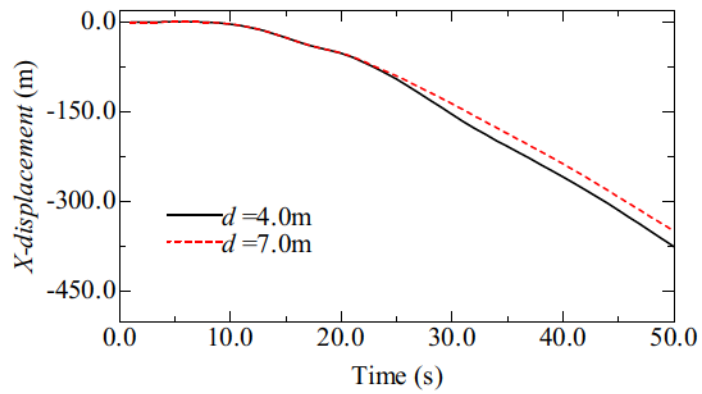


Fig. 4.3-17 Comparison of draft of float x direction displacement in time series (distance = $2.5B$)

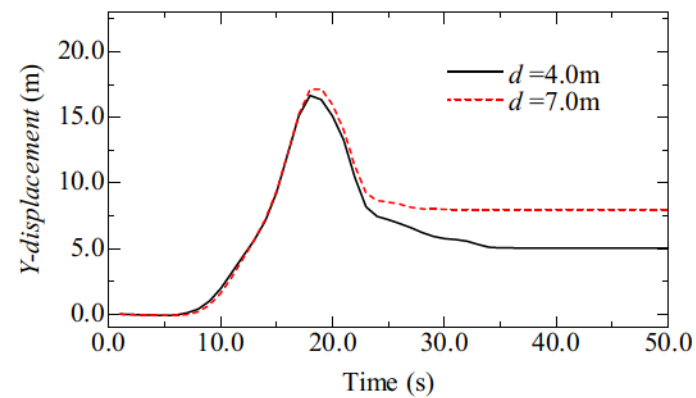


Fig. 4.3-18 Comparison of draft of float y direction displacement in time series (distance = $2.5B$)

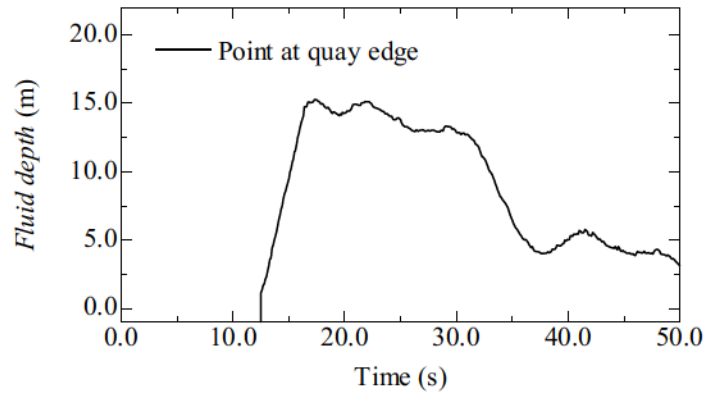


Fig. 4.3-19 Fluid depth at quay edge in time series

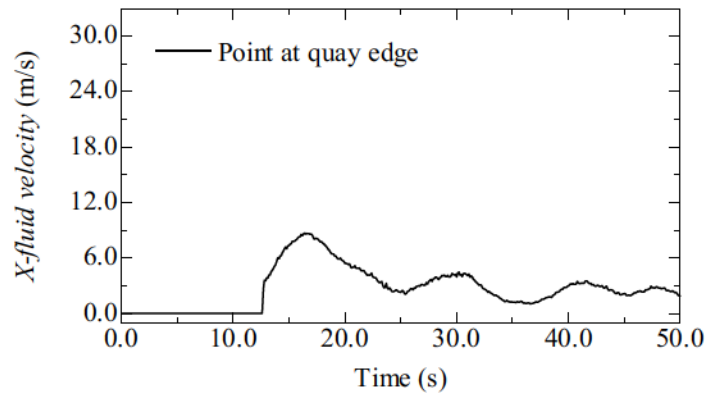


Fig. 4.3-20 X-fluid velocity at quay edge in time series

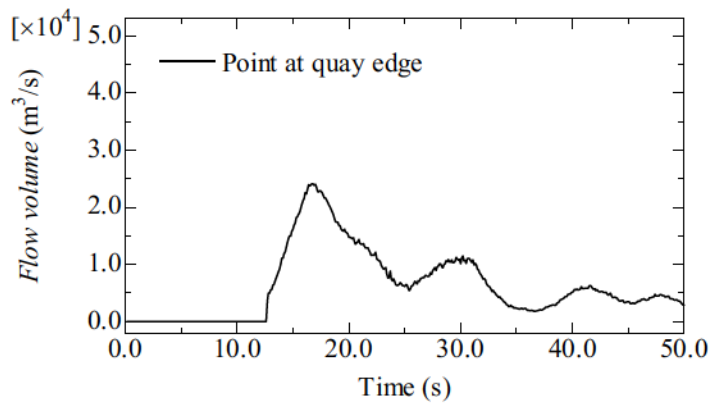
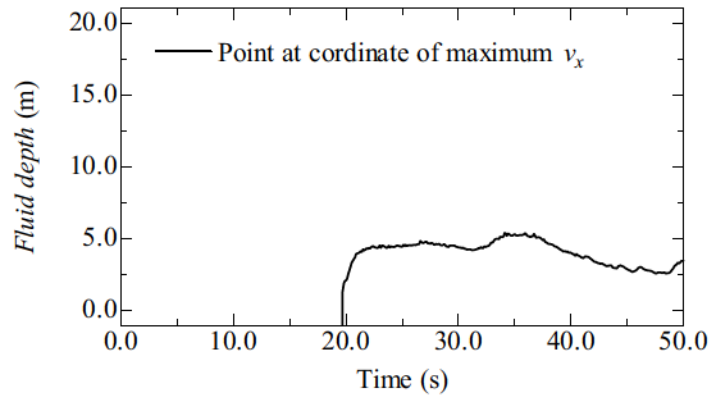
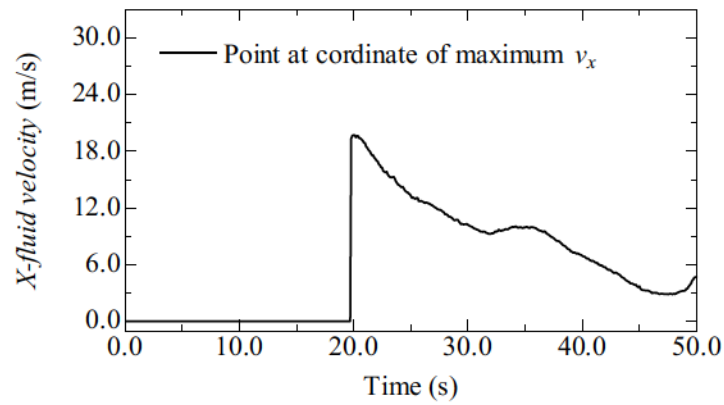
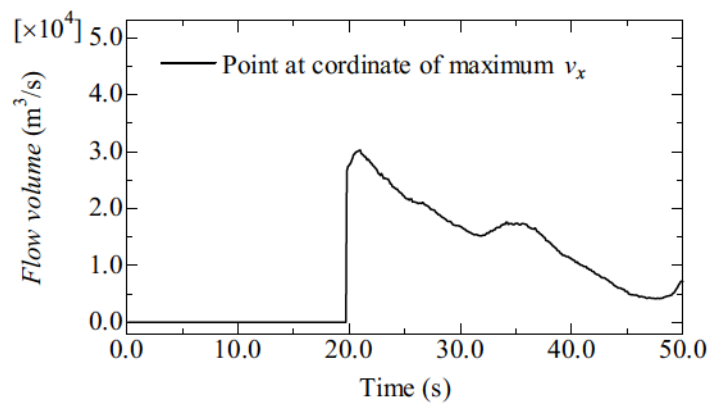


Fig. 4.3-21 Flow volume at quay edge in time series

Fig. 4.3-22 Fluid depth at coordinate of max v_x of float in time seriesFig. 4.3-23 X-fluid velocity at coordinate of max v_x of float in time seriesFig. 4.3-24 Flow volume at coordinate of max v_x of float in time series

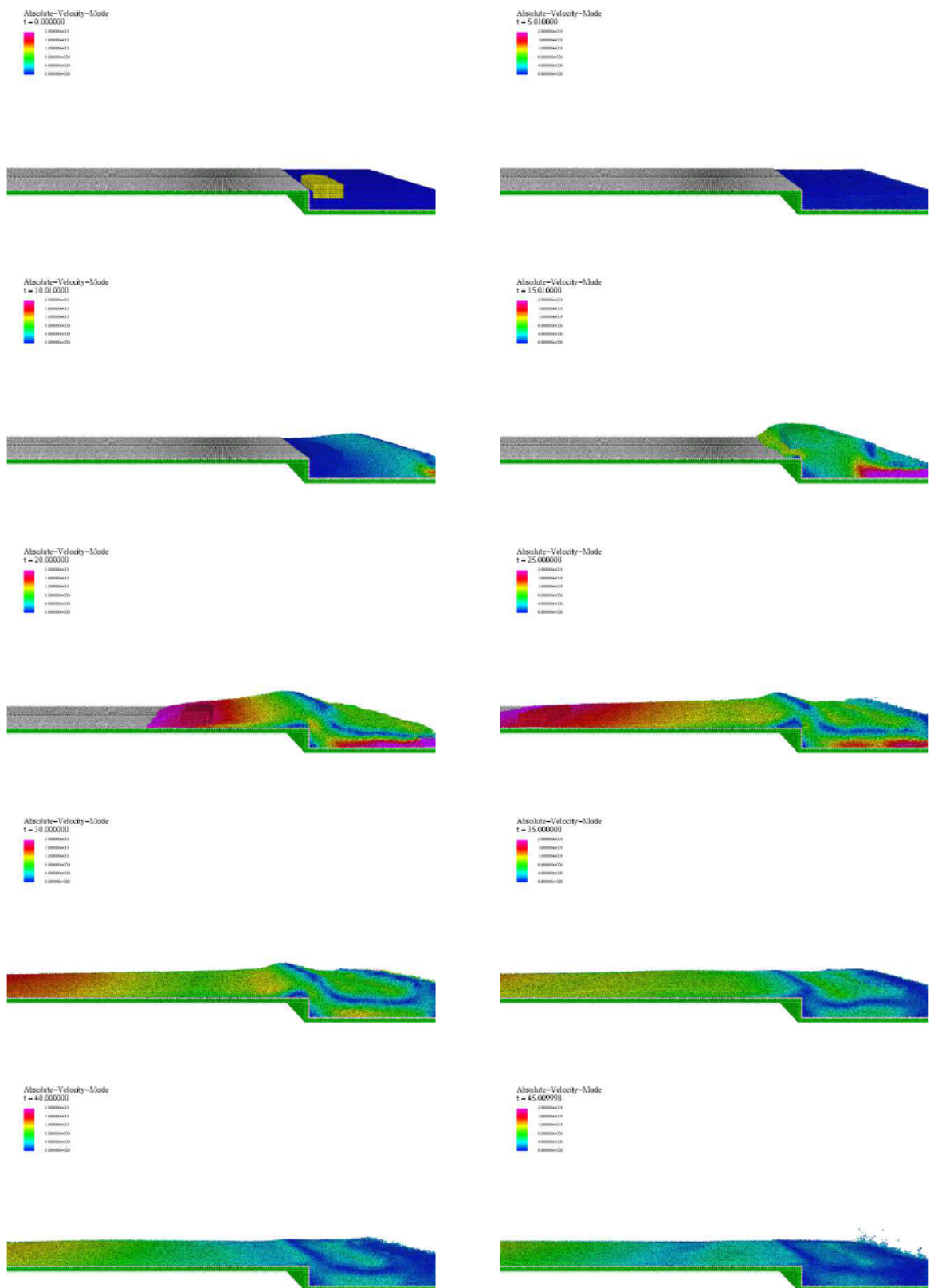


Fig. 4.3-25 Animation results (distance = 2.0m, $d_{ship}=4.0m$)

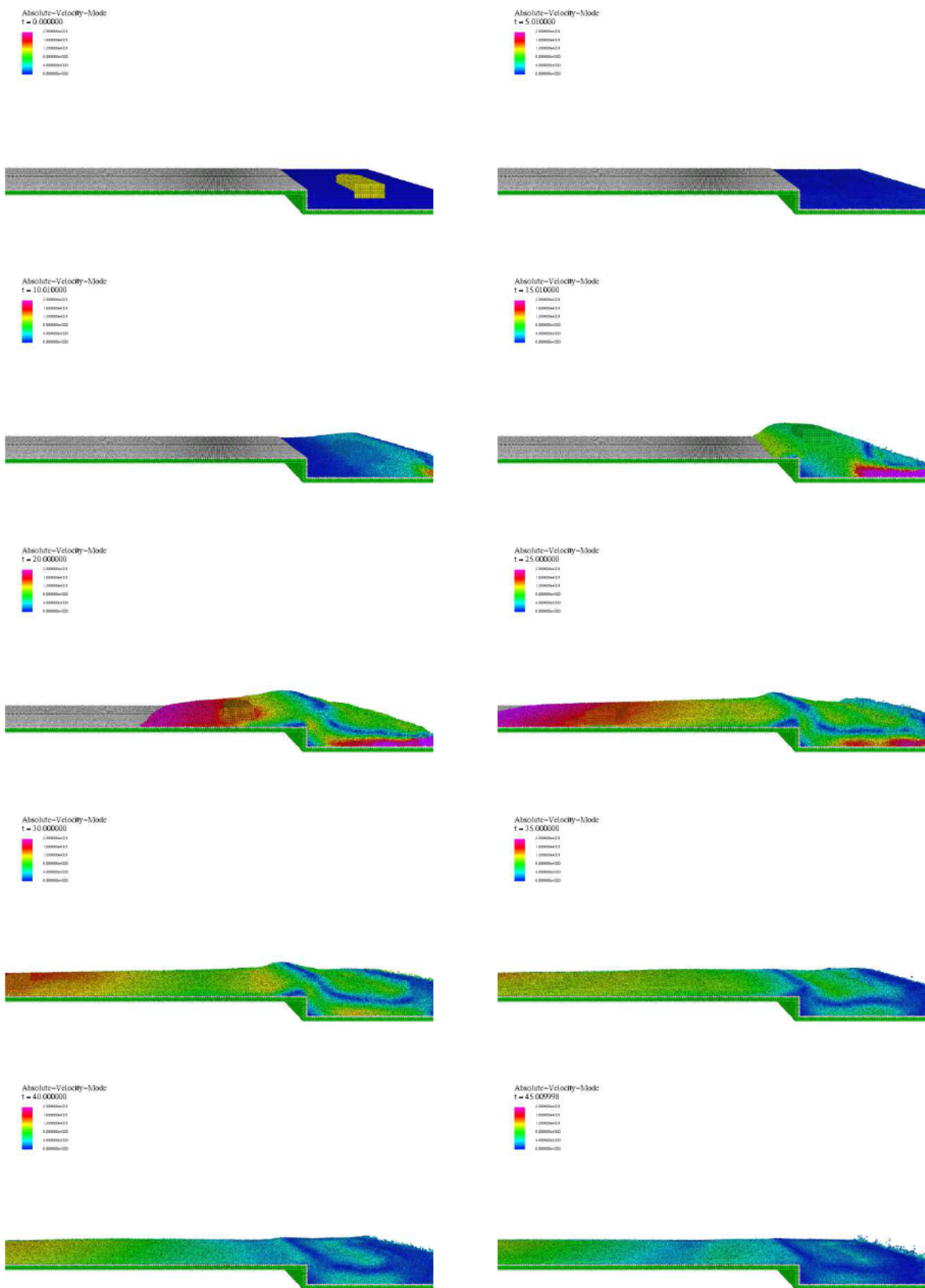


Fig. 4.3-26 Animation results (distance = $1.5B$, $d_{ship}=4.0m$)

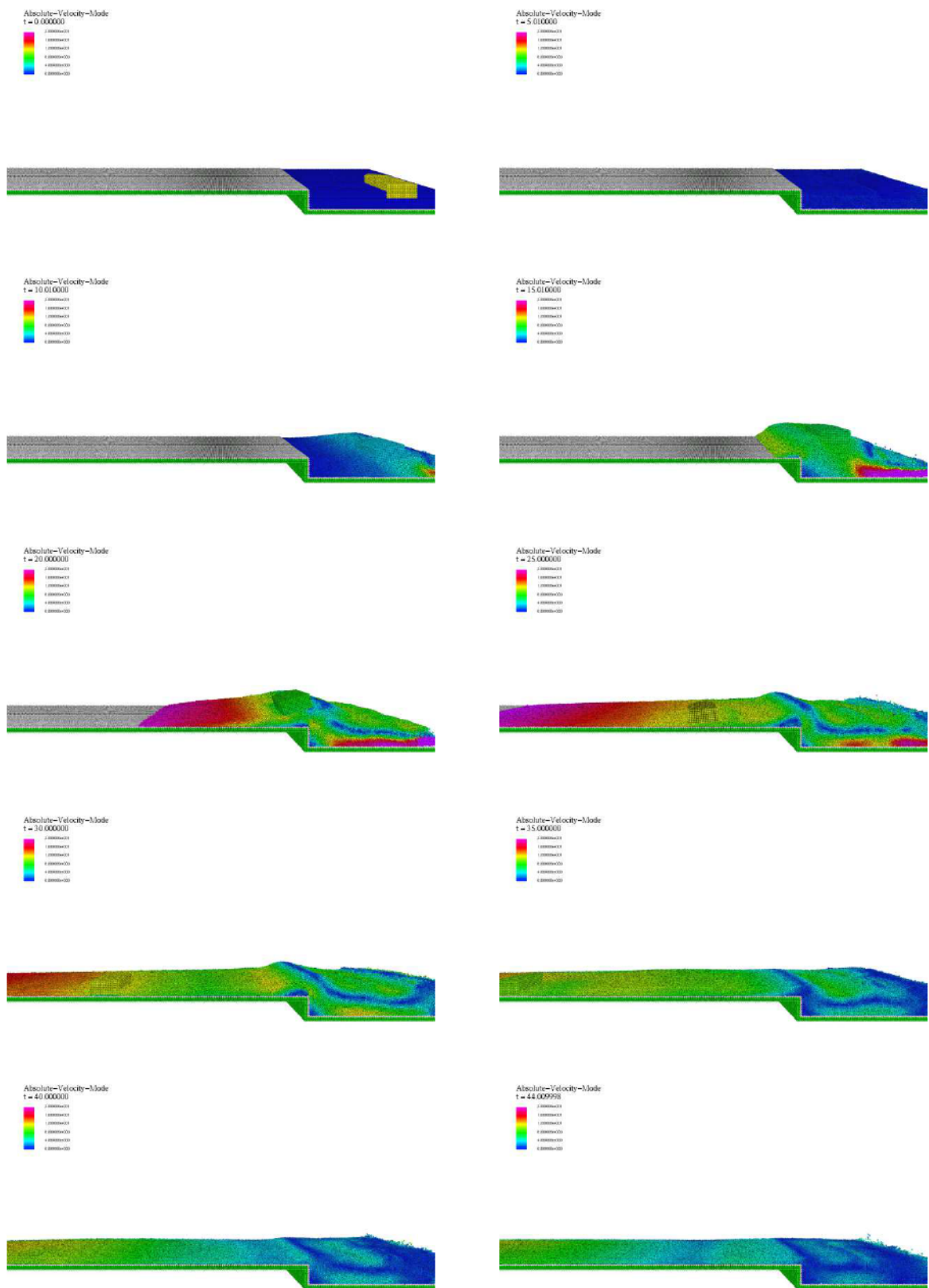


Fig. 4.3-27 Animation results (distance = $2.5B$, $d_{ship}=4.0m$)

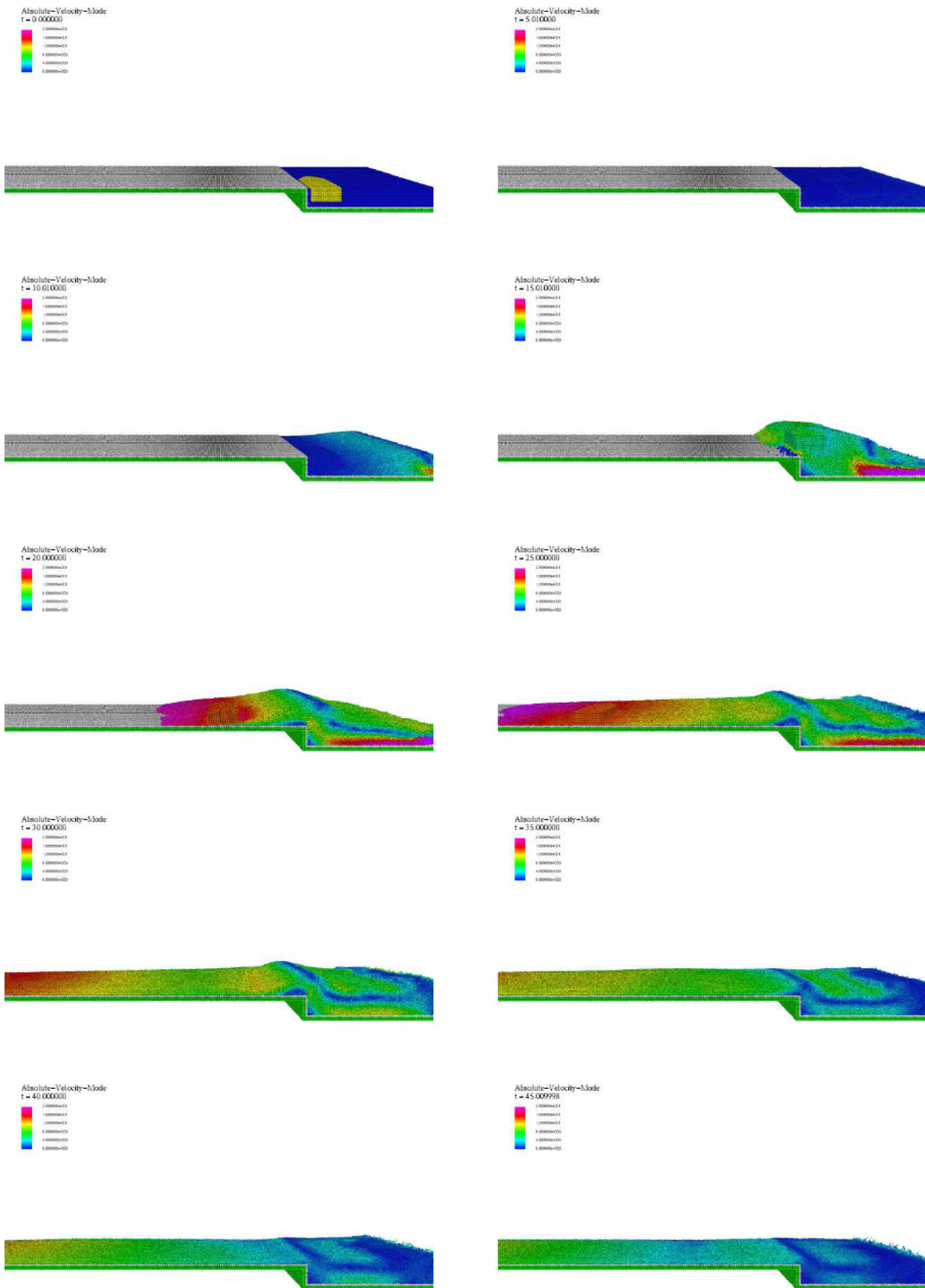


Fig. 4.3-28 Animation results (distance = 2.0m, $d_{ship}=7.0m$)

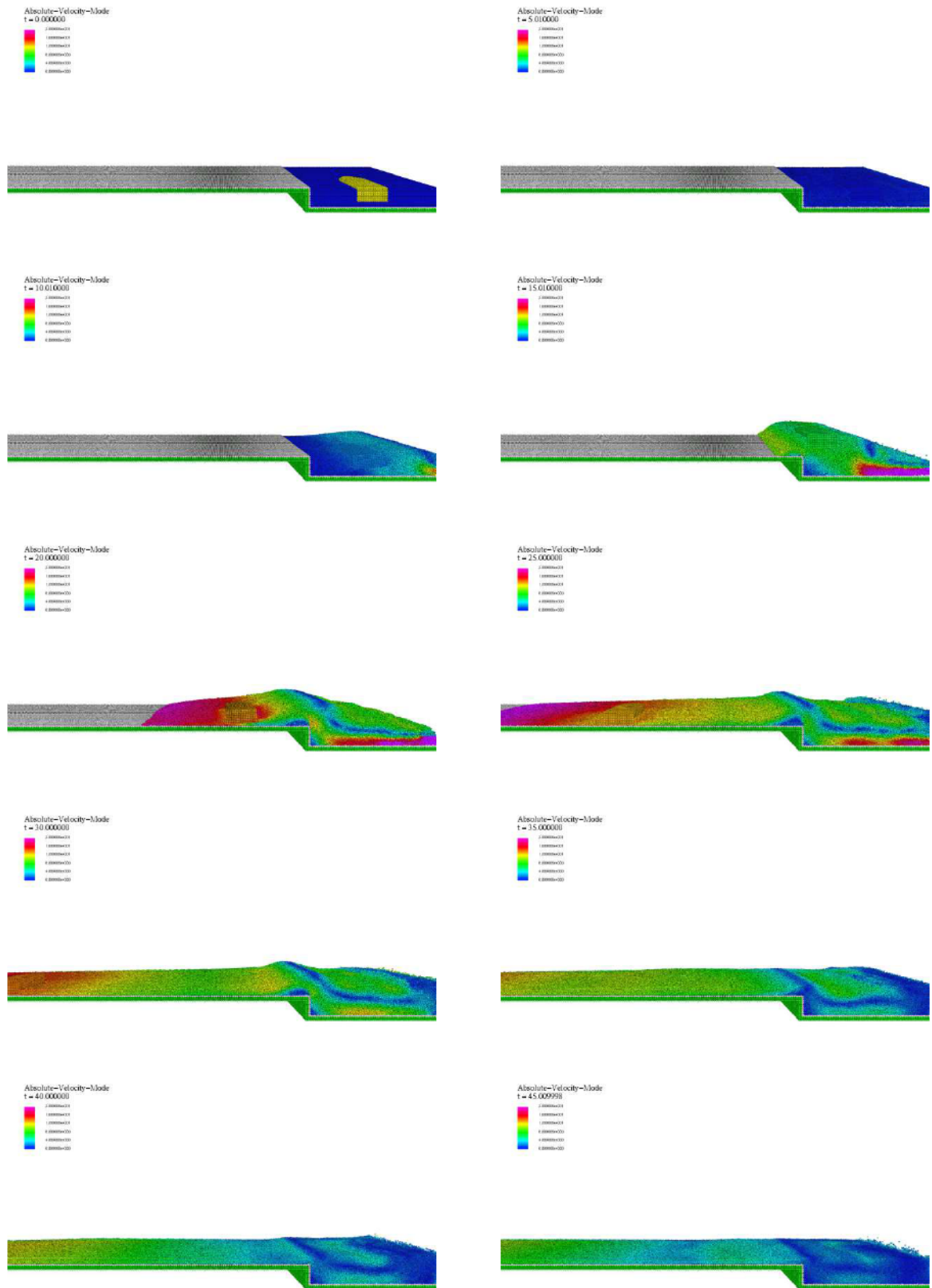


Fig. 4.3-29 Animation results (distance = $1.5B$, $d_{ship}=7.0m$)

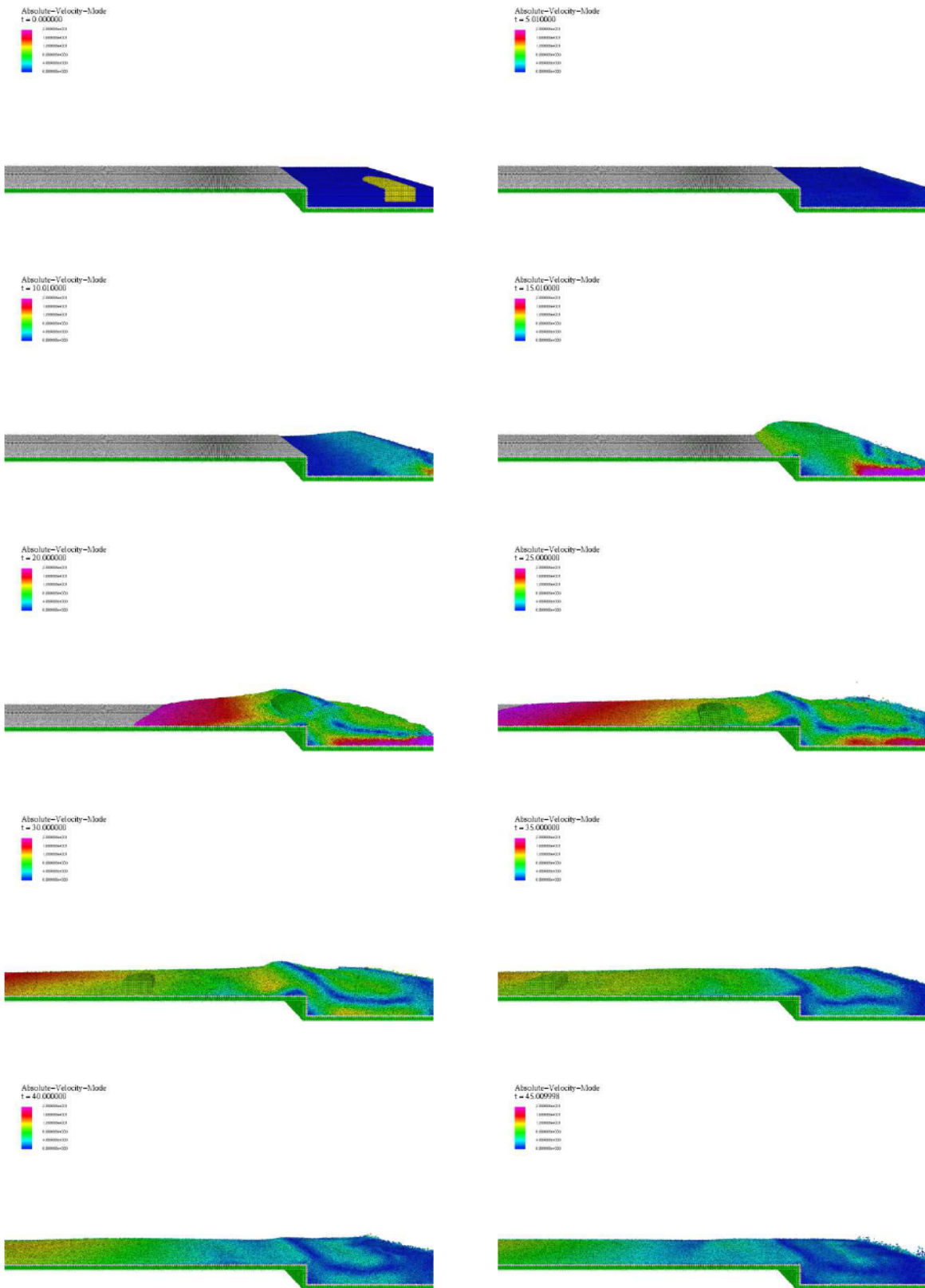


Fig. 4.3-30 Animation results (distance = $2.5B$, $d_{ship}=7.0m$)

第5章

建築物からの反射流がある場合の浮体の漂流および衝突特性

5.1. 数値シミュレーション概要

4章2節による検討から浮体が接岸されている方向に対して横波に津波が入射する場合、船舶の乗り上がり特性は離岸距離が異なるにつれて変化することが明らかとなった。特に浮体の岸壁乗り上がり時において流体が先行する場合には、浮体の漂流速度は著しく低くなる傾向となり、遡上津波の先端に浮体が漂流する場合には、津波の遡上流速に近づく傾向となった。遡上津波の先端に乗った浮体の漂流挙動の増加の原因としては、岸壁遡上時の津波は海域から伝播する水平方向のエネルギーが大きく、内陸に向かって非常に増加した遡上流を有し、遡上津波先端部では著しくその速度が速くなる大きな要因として考えられる。これに対し、離岸距離が $2.5B$ 程の距離がある場合は、海域から伝播する津波が先に岸壁に到達し、陸域への遡上時には津波の先端部と海域から流される浮体の位置関係が流体中での位相の差によって前述した場合と異なる傾向を示す。以上の影響により津波の先端部に乗る場合と先端部より後方によって陸域に漂流される浮体の漂流挙動特性に差異が生じると考えられる。ここで、陸域漂流後における建築物との衝突問題を考えた際、先行する津波の流量が多くなる場合は建築物からの反射の影響が支配的に大きくなることが考えられ、それに伴い浮体による衝突力も変化することが考えられる。

そこで本章では4章2節の系統的な検討として、構造物の幅の影響による漂流挙動と建築物に作用する複合的な外力（ここでは浮体による衝突力を含んだ衝撃荷重）に関する基本的な特性の把握をし、建築物からの反射流の影響を考慮した衝撃複合外力を考察する。

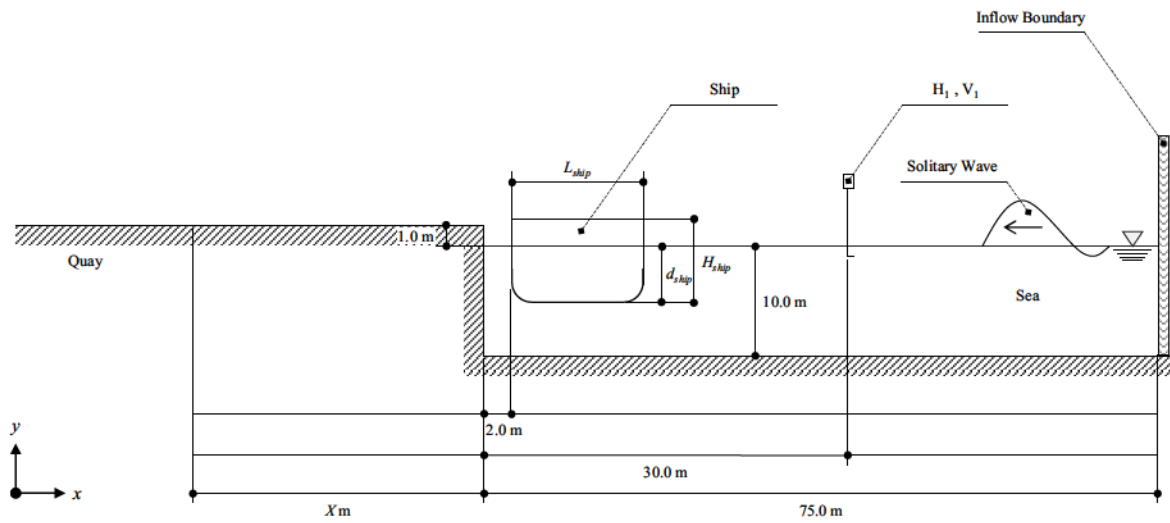
4章2節と同様に、対象港湾は静岡県清水港新興津第1号岸壁に係留する船舶とし、本手法である物体間摩擦モデルを考慮したMPS法弾性体モデルを用いて数値シミュレーションを実施する。津波条件および対象船舶、岸壁については4章2節と同様であるのでそちらを参照されたい。次項では、本検討による建築物諸元や衝突現象に必要な設定に関して示すこととする。

5.1.1. 建築物設置想定位置および規模

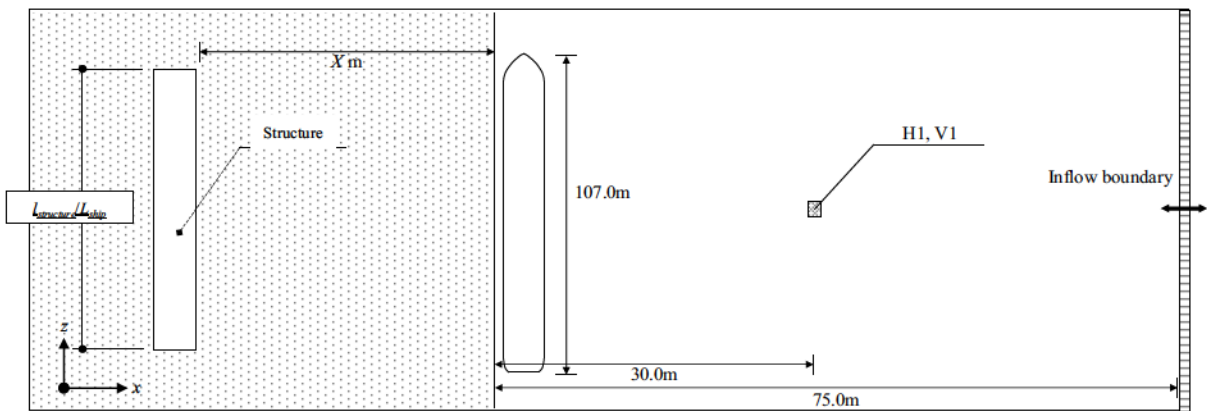
本検討の中で浮体による衝突力が最も甚大になるケースを考慮する。衝突問題においては物体間の接触直前の速度が支配的なパラメータとなることから、浮体の漂流速度が最大となる陸域の距離に建築物前面位置がくるように設置を行う。そこで、4章2節にて陸域で浮体の漂流速度が最大を迎える時刻を抽出し、その際浮体が最も陸域に向かって先端となる座標を解析することで浮体先端位置を得た。なお、解析に用いた浮体の漂流速度は水平方向成分における最大値を抽出した。また、本検討は流体の先行する状況も考察するため、離岸距離を前章と同様の条件で浮体を海域に設置する。この時、浮体が陸域での最大漂流速度を迎える時刻や位置に関して異なってくるものが考えられ、さらに建築物からの反射流の影響も離岸距離を変化させた場合、浮体の漂流挙動の傾向を把握することが困難になることが予想される。そこで、Fig. 5.1-1 に示すように、本検討では実施ケースの中で最も漂流速度が増加する傾向を示した離岸距離=2.0mのケースによる建築物設置位置に統一し、これらの傾向を考察することとした。なお、建築物の奥行き方向への設置は建築物の重心線と浮体の重心線が同様となるように設定した。

次に建築物規模においては、漂流した浮体の建築物からの反射流による影響を考察するため、浮体長さに対して衝突を受ける建築物前面長さの比として取り扱うこととし、Table 5.2-3 のように建築物の長さ方向に対する規模を設定した。4章2節からの再掲となるが Table 5.2-1 が浮体諸元となる。また、Table 5.2-2 は建築物諸元となり、浮体長さに対して 0.3, 0.6, 0.8, 1.0, 1.5 倍となるようなものとした。

加えて、浮体の設置状況は漂流挙動の傾向を把握することから繊維索およびワイヤーロープでの係留や錨泊等を行っていない無係留状態とし、船舶の検討ケースは4章2節にて漂流速度が最も大きい値を示した軽荷喫水時にのみ焦点を当て、検討を実施した。



a) Sectional plan



b) Ground plan

Fig. 5.1-1 Simulation setup system

Table 5.1-1 Detail of float condition

L_{ship}	(m)	100.0
B_{ship}	(m)	17.0
d_{ship}	(m)	4.0
H_{ship}	(m)	8.0
G.T.	(t)	4,000
Condition		: Light draft : No mooring

Table 5.1-2 Detail of structure condition

$l_{structure}$	(m)	Refer table 5.1-3
$B_{structure}$	(m)	9.0
$H_{structure}$	(m)	38.0

Table 5.1-3 Scale of structure and float

$l_{structure}/L_{ship}$	$l_{structure}$	(m)	L_{ship}	(m)
0.3	30.0		100.0	
0.6	60.0		100.0	
0.8	80.0		100.0	
1.0	100.0		100.0	
1.5	150.0		100.0	

L_{ship} : Length of ship (m) $l_{structure}$: Length of structure (m)
 B_{ship} : Breadth of ship (m) $B_{structure}$: Breadth of structure (m)
 d_{ship} : Draft of ship (m) $H_{structure}$: Height of structure (m)
 H_{ship} : Height of ship (m)

5.1.2. 弾性体モデルによる浮体剛性の設定および数値計算

本検討では衝突現象を扱うにあたって建築物側を剛体と仮定し、浮体を本手法における物体表面摩擦を考慮した弾性体モデルを適用する。これに当たり浮体構造物の剛性を設定する。本手法は MPS 法における厚肉弾性体モデルをベースとしていることから浮体内部にも粒子が充填されており、浮体構造物の剛性を明確に再現することが難しい。この要因として、厚肉弾性体モデルは粒子 ij 間の位置ベクトルおよび速度ベクトルから弾性体としての粒子相互を解くため、 $t=0.0s$ の初期配置に設定した時点において弾性体には直接的に断面 2 次モーメントが与えられることに起因する。以上のことから、浮体の外板は甲板の厚さを厳密に定義する場合は、① 弾性体モデルに対して粒子マルチスケールモデルを適用し、空間解像度を可変に設定するか、② 薄肉弾性体モデルとして浮体の外板や甲板の構成側を与えるかのような手段が適切なものであると考えられる。しかし、浮体と建築物の衝突問題を扱う上では、変形や応力の再現シミュレーションの厳密に設定することが最も重要な課題点となるが、上記の問題を考慮しても計算コストや厳密な弾性体モデル手法の応用が必要となることが考えられる。そこで、本検討では浮体構造物の曲げ剛性を等価なそれに設定することで、浮体の衝突挙動を考察する。ここで、曲げ剛性の算出においては衝突面全体の外板を考慮することとした。この理由は建築物との衝突現象中においては浮体全体が建築物の反力により曲がることはなく、あくまでも浮体側壁の外板が撓む問題を考えることと判断してよい点からである。以上から、浮体剛性はあくまでも外板の曲げ剛性を評価することとし、これと同等の値を用いることで浮体の剛性値を調整することとした。

今回、選定した浮体の外板の曲げ剛性を設定する上で、外板の状況を仮定する。本検討に用いている浮体は貨物船を対象としており、Fig. 5.1-2 に示すようなサイドタンクにバラスト水を十分に有することが出来る二重船殻構造（ダブルハル）を仮定する。なお、図中の船体の横断面は簡略化したものとなっており、便宜的に二重船殻構造の特徴について示している。

日本海事協会による船舶の鋼船規則⁵²⁾から二重船殻構造の離隔距離は式(5.1-1)によって与えられる。ここで、本検討で対象とする船舶の載貨重量トン数は 5961t であるので、式(5.1-1)に代入して w_{ds} を得るが、鋼船規則による規定から 1.0m 未満であるので、二重船殻構造としては 1.0m の離隔距離として想定することとする。

$$w_{ds} = 0.5 + \frac{DWT}{20000} \quad (5.1-1)$$

但し、 $w_{ds} > 1.0$ の時は 1.0m とする。

w_{ds} : Width of double hull (mm) DWT : Deadweight ton (t)

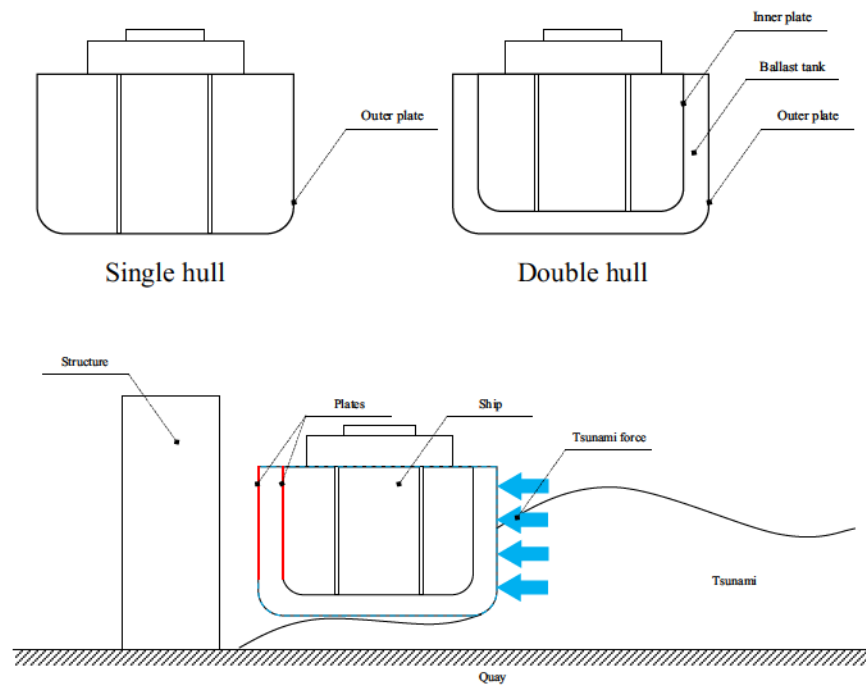


Fig. 5.1-2 Surface of section of float and double hull

次に、ダブルハルの構造から外板の厚みを仮定する。外板の設定においては鋼船規則⁵³⁾による船体の最小ネット板厚の算定式(5.1-2)から、

$$t = 0.85L^{1/2} \quad (5.1-2)$$

t : Thickness of ship wall (mm) L : Length of ship (m)

によって計算する。なお、材料強度に関しては一般的な軟鋼(; 205GPa)として扱うこととした。

以上の関係式から浮体外板における衝突面側の曲げ剛性を得る為の物理量を整理した。これらに基づいて断面 2 次モーメント I_{ship} を計算すると、以下のような式(5.1-3)から得られる。

$$I_{ship} = \frac{b(h^3 - h_1^3)}{12} \quad (5.1-3)$$

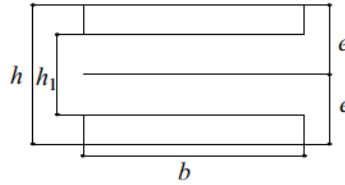


Fig. 5.1-3 Second moment of area

Fig. 5.1-3 より、本検討における浮体の外板の断面 2 次モーメントと曲げ剛性を整理すると以下の Table 5.1-1 となる。

Table 5.1-4 Detail of float stiffness

w_{ds}	(m)	1.0
t	(m)	8.79×10^{-3}
b	(m)	8.0
h	(m)	1.0
h_1	(m)	0.982
I_{ship}	(m^4)	0.035
E	(Pa)	2.05×10^{11}
EI_{ship}	($Pa \cdot m^4$)	7.084×10^9

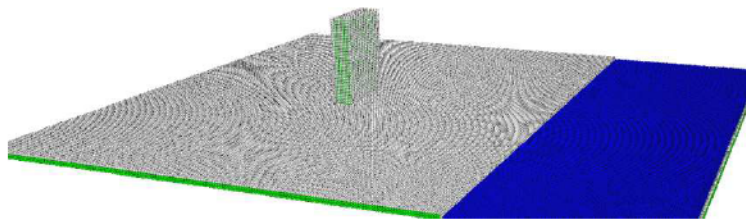
b	: Height of ship	(m)		
E	: Young's module	(Pa)	I_{ship}	Second moment of area (m^4)
EI	: Bending stiffness	($Pa \cdot m^4$)		

以上までにより、想定する船舶の剛性を設定することが出来た。これらを元に MPS 法弾性体モデルにおいては同様の規模の剛性に近くなる様、弾性体強度を設定し数値モデル化した。以下の Table 5.1-5 に数位置計算諸元を示す。なお、物体間表面摩擦はエプロン上と建築物間の 2 つに対して摩擦係数を設定し計算を行った。

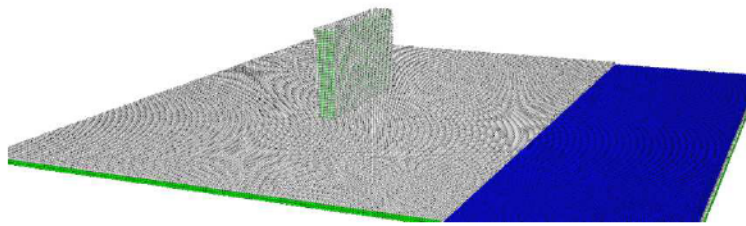
Table 5.1-5 Simulation condition

Condition	:	$l_{structure}/L_{ship}$				
		0.3	0.6	0.8	1.0	1.5
Simulation time (s)	:			50.0		
Number of particle (num.)	:	1086602	1098302	1106102	1113902	1133402
Particle distance (m)	:			0.1		
Density (kg/m ³)	:			450.0		
Young's modulus (Pa)	:			1.0×10^6		
Poisson ratio (-)	:			0.3		
Static μ_{fric} (-)	:			0.5		
Dynamic μ_{fric} (-)	:			0.5		

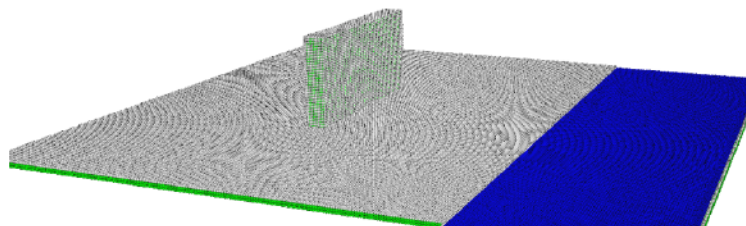
μ_{fric} : Friction coefficient (-)



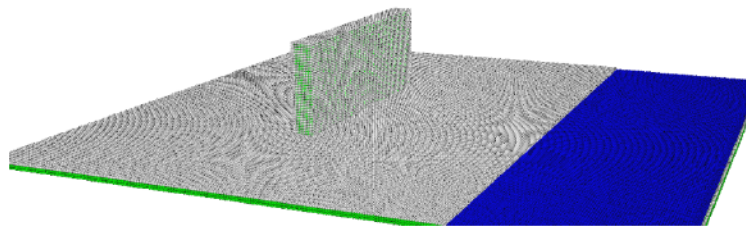
a) $l_{structure}/L_{ship} = 0.3$



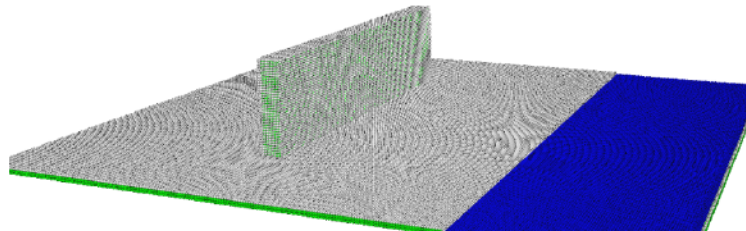
b) $l_{structure}/L_{ship} = 0.6$



c) $l_{structure}/L_{ship} = 0.8$



d) $l_{structure}/L_{ship} = 1.0$



e) $l_{structure}/L_{ship} = 1.5$

Fig. 5.1-4 Length of structure

5.2. 結果および考察

5.2.1. 漂流から衝突応答の一連の挙動

まず、本項では漂流から衝突応答の一連の浮体の挙動に関する結果を示す。Fig. 5.2-1 は、本検討における浮体の建築物に最も接近した漂流速度（水平方向） v について、建築物がない場合で観測した最大漂流速度（離岸距離=2.0m） v_{max} で無次元化した分布であり、横軸は構造物と浮体の幅の比を示している。すなわち、 $l_{structure}/L_{ship} = 0.0$ である場合、建築物がなく津波の反射流の影響がない状況であり v/v_{max} は 1.0 を示す。また、 $l_{structure}/L_{ship} = 1.5$ になるにつれ、建築物長さが大きくなり、津波による反射流の影響の有無を示す結果となる。以上について離岸距離が異なった場合（先行する遡上津波の流量の影響）を比較した。Fig.5.2-1 中、離岸距離が 2.0m である場合、 $l_{structure}/L_{ship}$ が 1.5 になるにつれ建築物に最も接近した浮体の水平方向による漂流速度は減少する傾向となった（○印）。漂流速度の減少傾向は最も建築物の長さがない $l_{structure}/L_{ship}$ が 0.3 の場合でもおよそ 4 割程度まで低減することが確認された。この傾向に関して、 $l_{structure}/L_{ship}$ が 0.6~1.0 までの間では 2 割程度まで減少し、建築物の長さが浮体長さに対して 1.5 倍程度大きくなる場合はおよそ 1 割まで減少することが明らかとなった。これは、本検討で設定した建築物の長さが増えることで先行する遡上津波の反射流による影響によるものであると考えられ、反射した津波の流体力が浮体の陸域方向への挙動に対して減衰させたものによるものと、浮体が建築物へ接近した際の流体が緩衝材の役割を果たしたことが要因として挙げられる。一方で、離岸距離が海域へ 1.5B（△印）～2.5B（□印）となった際でも、前述した傾向と同様に漂流速度は低減することが確認できる。1.5B の離岸距離を有する場合、 $l_{structure}/L_{ship}$ が 0.3 において v/v_{max} は 1.0 より下回る傾向を示し、およそ 8 割の漂流速度によって接近した結果となり、2.5B では 7 割程度の減少傾向を示した。また、離岸距離 2.5B、 $l_{structure}/L_{ship}$ が 0.8~1.5 の間では v/v_{max} は 0.0 に限りなく近い値を示している。これは建築物の反射流の流体力により建築物への衝突がなく、接触せずに海域に押し流された結果のためである。3 ケースに対する比較から、浮体長さに対して津波の反射流の影響が小さい $l_{structure}/L_{ship}$ が 0.3 において漂流速度の低減現象が見受けられることから、先行する流体量による反射流の影響は漂流物の衝突問題を検討する上で重要であることが考えられる。

また、Table 5.2-1 は衝突の有無を簡略的に記した。表中は建築物と衝突および接触をしたものを○印とし、しないものを×印として明記した。これらの結果からも離岸距離が大きくなり、先行する流体の建築物による反射流の影響により浮体の衝突特性が異なることが分かる。

Fig. 5.2-2～Fig. 5.2-6 は漂流した浮体の離岸距離ごとの水平方向漂流速度の分布を時系列で示したものである（黒線：離岸距離 2.0m、赤線：離岸距離 1.5B、青線：離岸距離 2.5B）。ここで、Fig.

5.2-2 は $l_{structure}/L_{ship}$ が 0.3 の時における離岸距離に対する比較であり、Fig.5.2-3 は $l_{structure}/L_{ship}$ が 0.6、Fig. 5.2-4 は $l_{structure}/L_{ship}$ が 0.8、Fig. 5.2-5 は $l_{structure}/L_{ship}$ が 1.0、Fig. 5.2-6 は $l_{structure}/L_{ship}$ が 1.5 となる。結果から、岸壁遡上後の津波の先行が比較的小さい離岸距離 2.0m の場合が他の離岸距離のケースに対して、漂流速度が増加している。ここで、離岸距離 2.0m の場合の衝突開始時間（本検討では建築物に浮体が最も接近した時間とする）に着目すると、 $l_{structure}/L_{ship}$ が 0.3 では 21.0s (Fig. 5.2-2) となり、 $l_{structure}/L_{ship}$ が変化した場合でも同様の時刻となった。一方で離岸距離が 1.5B（赤破線）、2.5B（青破線）のケースと比較すると、2.0m で分布する漂流速度との位相差が存在することが確認できる。またそれは Fig. 5.2-2～Fig. 5.2-6 のいずれの $l_{structure}/L_{ship}$ の場合でも同様の傾向を示した。衝突開始に関する位相差に関して 1.5B の場合では、図中、 $l_{structure}/L_{ship}$ が 0.3 では 23.0s に対して $l_{structure}/L_{ship}$ が 0.6 および 0.8 では 23.4s、 $l_{structure}/L_{ship}$ が 1.0 では 23.2s、 $l_{structure}/L_{ship}$ が 1.0 では 23.1s となり、2.5B の場合では、 $l_{structure}/L_{ship}$ が 0.3 では 29.5s、 $l_{structure}/L_{ship}$ が 0.6 では 35.0s となった（ $l_{structure}/L_{ship}$ が 0.8～1.5 では建築物との衝突および接触をしなかったためこれを省いて比較をすることとする）。離岸距離に対して比較すると、2.0m から海域へ離岸する場合である程、衝突開始時間は遅くなる傾向を示すことが確認できるが、これは岸壁への乗り上がり時間の差による影響が強く生じたためであると考えられる。一方で離岸距離 2.5B、 $l_{structure}/L_{ship}$ が 0.6 の場合では、前記した影響に対してさらに建築物の反射流の影響により漂流方向に対して十分に速度を有して進行する時間が他のケースに対しても長くなったことが要因として挙げられる。また、Fig. 5.2-2～Fig. 5.2-6 のいずれのケースにおいても Time=40.0s 付近で漂流速度が再度増加する傾向を示しており、特に離岸距離が 2.0m の場合に顕著にその傾向が確認できる。これは 20.0s 付近による衝突現象によって建築物からの反力によって浮体が海域へと押し返された後、浮体後方から継続的に作用し続ける津波の流体が浮体底部へ侵入する影響が考えられる。これは一度鉛直方向へ浮体が建築物前面と接触しながら添うように浮力によって挙動し、その後建築物前面の速度場に影響を受け再度建築物側の方へ向かって漂流速度を有して挙動することが原因であることが考えられる。しかし、Fig. 5.2-2～Fig. 5.2-3 のような $l_{structure}/L_{ship}$ が 0.3～0.6 の場合においてはその傾向が小さい。これは前述した浮体底部に侵入する津波の流量が浮体を鉛直方向に浮力を持たせる程の流量が十分に確保できず $l_{structure}/L_{ship}$ が 0.8～1.5 に比べて低くなったと考えられる。さらに、1.5B や 2.5B が離岸距離 2.0m と比較して小さい傾向を示す原因は、衝突直前にある流体が緩衝材の役割をしてしまう点と、浮体底部に侵入する流体が既に存在する点から、離岸距離 2.0m のケースと比較して建築物前面を鉛直方向に向かって挙動しないことが原因であると考えられ、浮体が遡上津波に対して先端部で漂流する場合特に顕著に現れると考えられる。

Fig. 5.2-15～Fig. 5.2-26 は本検討における一連の挙動をまとめたものである。これらは、離岸距離ごとの $l_{structure}/L_{ship}$ が 0.3 と 1.5 のコンター無のケースと粒子の速度場を示したケースの描画結果となる。

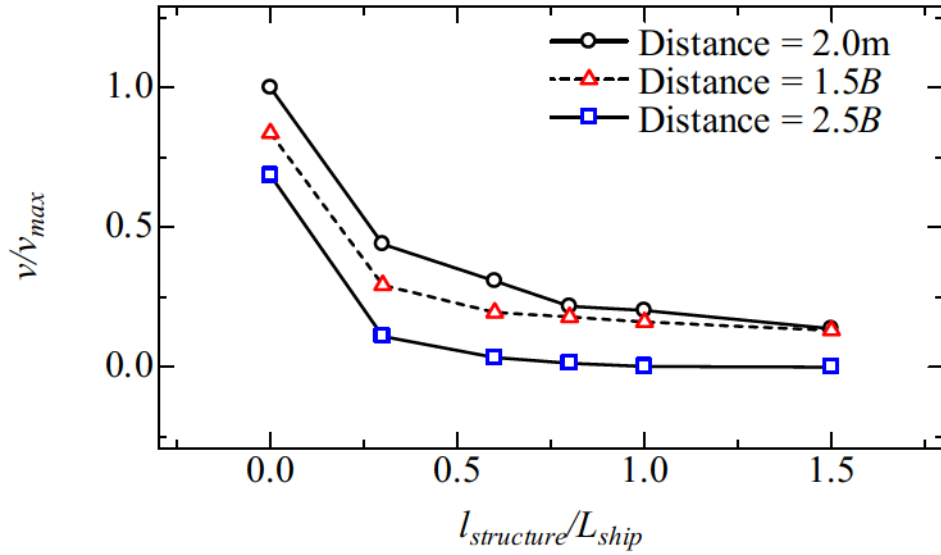


Fig. 5.2-1 Dimensionless quantity of float x direction velocity in $l_{structure}/L_{ship}$

Table 5.2-1 Detail of collision phenomena

$L_{structure}/L_{ship}$	2.0m	1.5B	2.5B
0.3	○	○	○
0.6	○	○	○
0.8	○	○	×
1.0	○	○	×
1.5	○	○	×

○ : Collision × : Non-collision

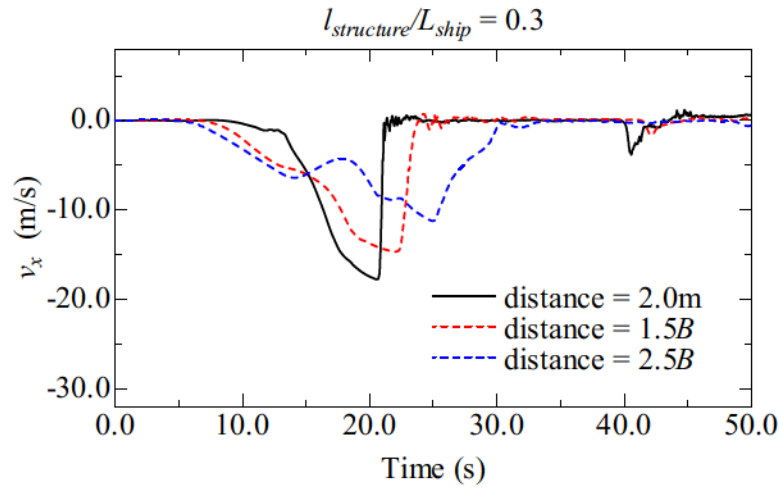


Fig. 5.2-2 X direction velocity of float in time series ($l_{structure}/L_{ship} = 0.3$)

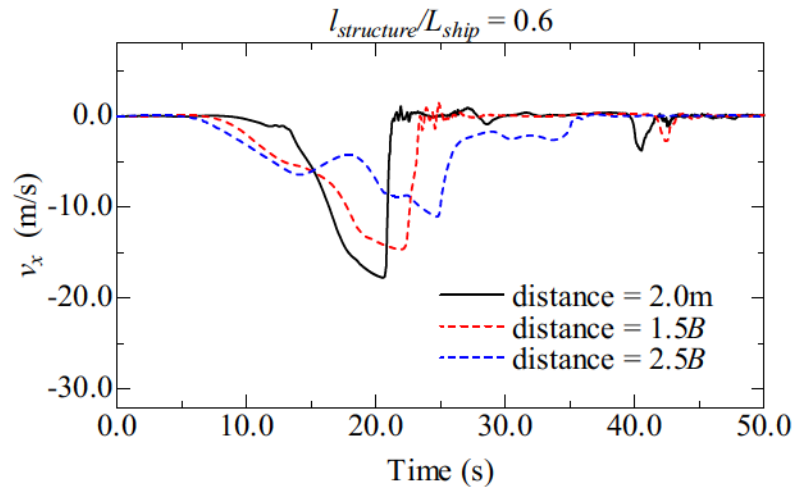


Fig. 5.2-3 X direction velocity of float in time series ($l_{structure}/L_{ship} = 0.6$)

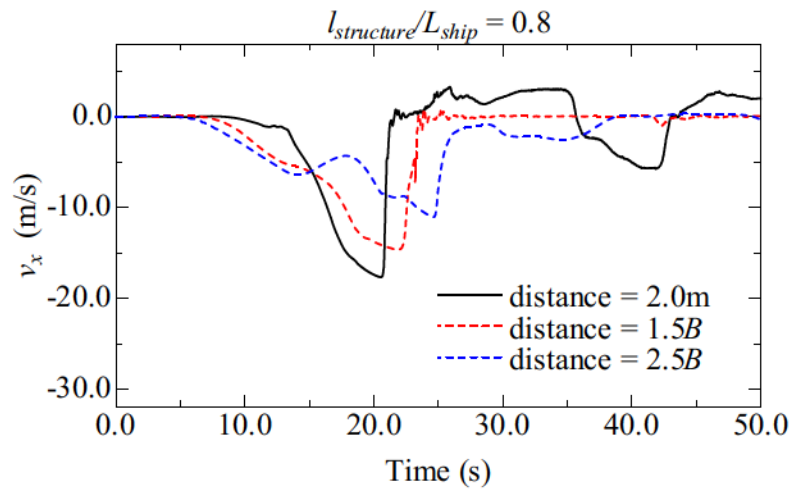


Fig. 5.2-4 X direction velocity of float in time series ($l_{structure}/L_{ship} = 0.8$)

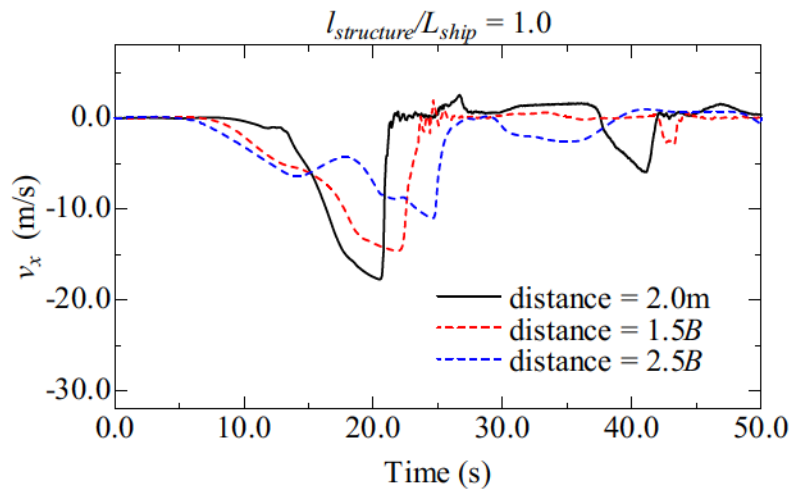


Fig. 5.2-5 X direction velocity of float in time series ($l_{structure}/L_{ship} = 1.0$)

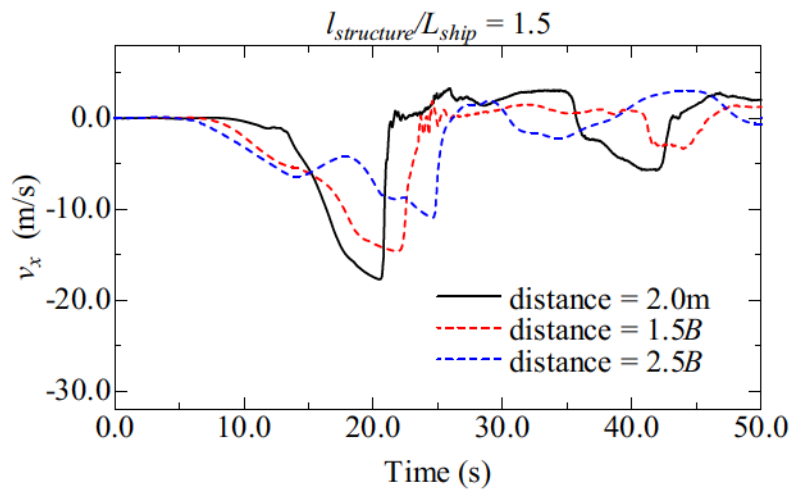


Fig. 5.2-6 X direction velocity of float in time series ($l_{structure}/L_{ship} = 1.5$)

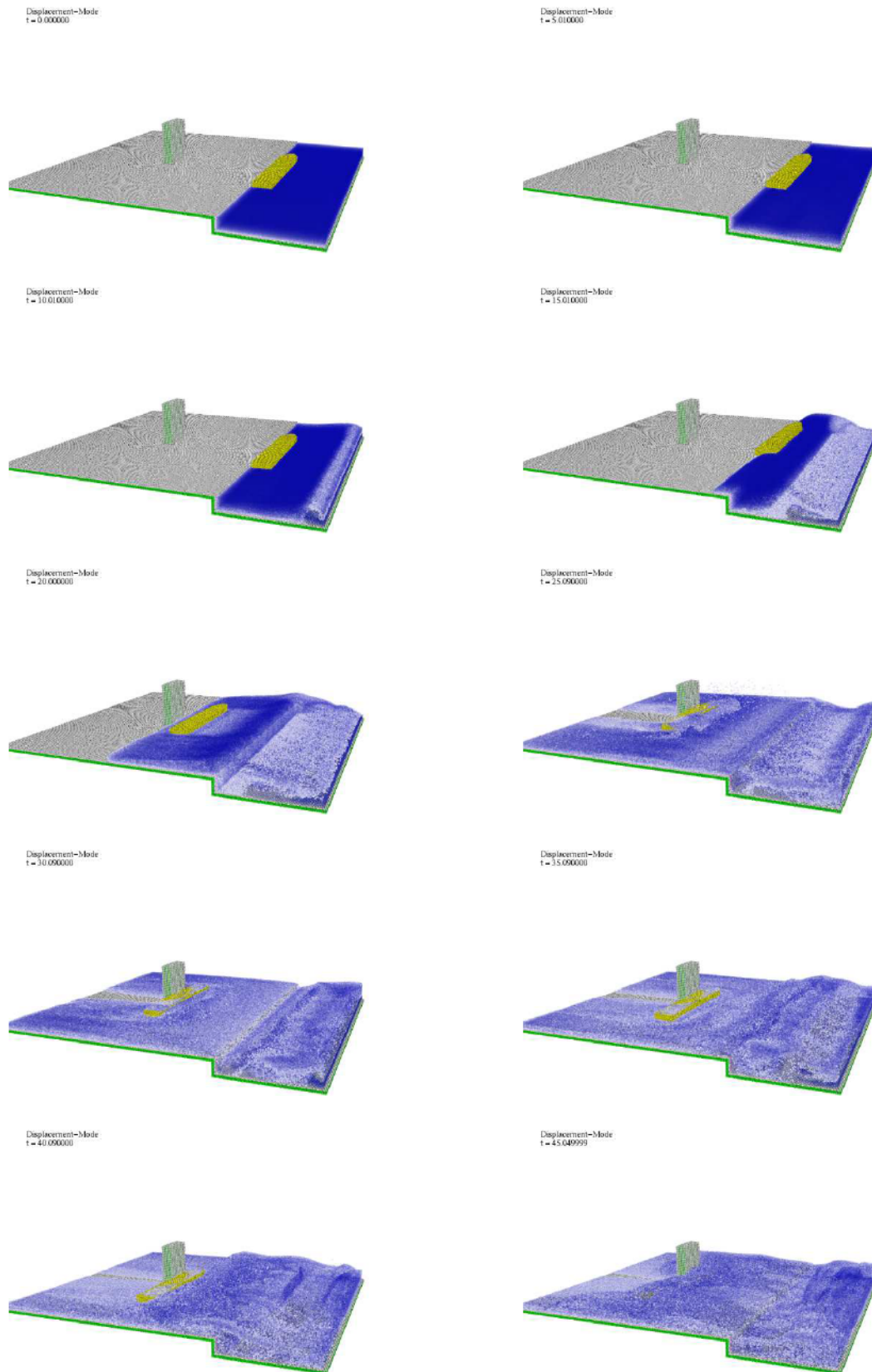


Fig. 5.2-7 Animation results ($l_{structure}/L_{ship} = 0.3$, distance = 2.0m, displacement mode)

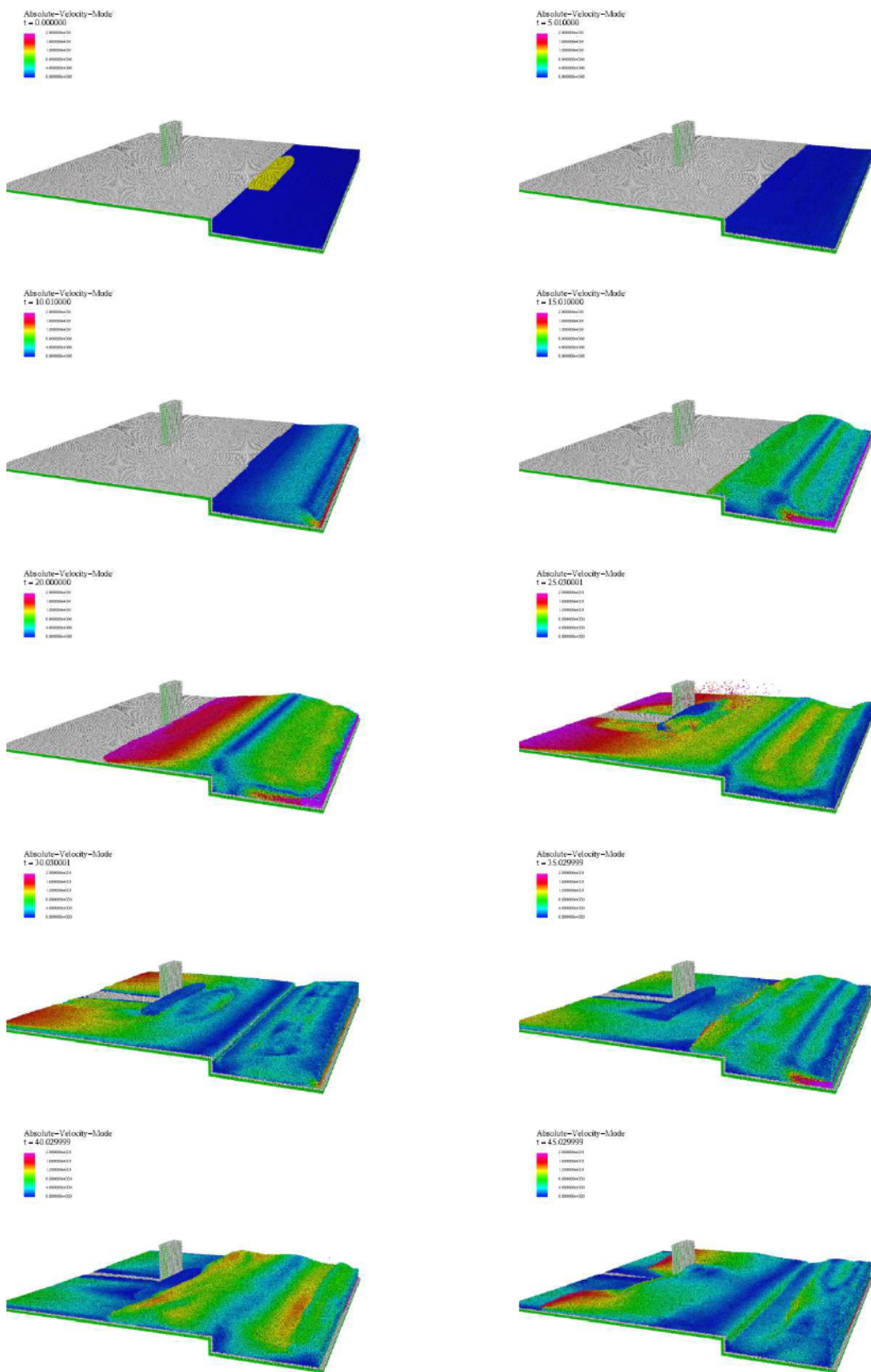


Fig. 5.2-8 Animation results ($l_{structure}/L_{ship} = 0.3$, distance = 2.0m, absolute velocity mode)

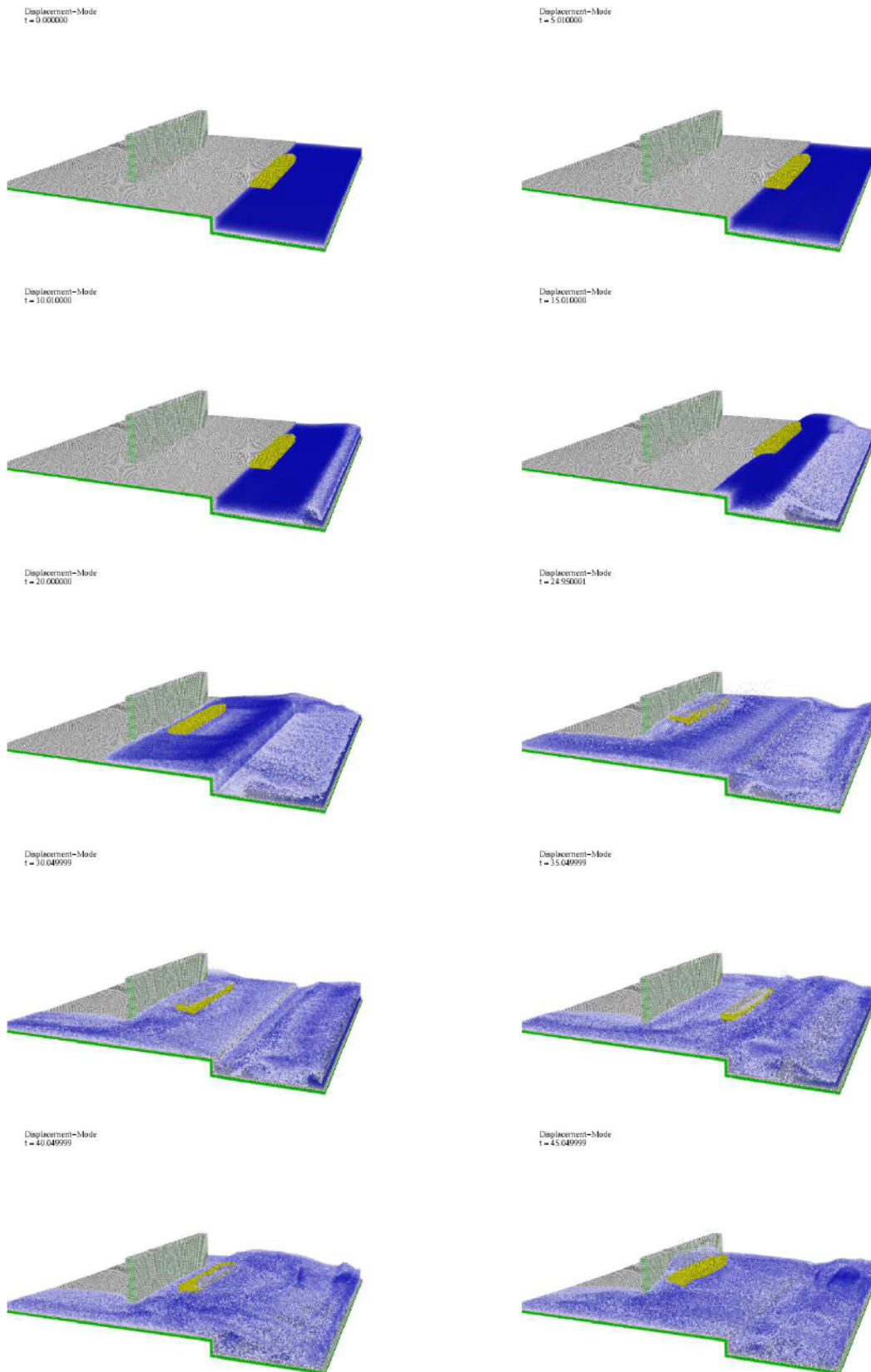


Fig. 5.2-9 Animation results ($l_{structure}/L_{ship} = 1.5$, distance = 2.0m, displacement mode)

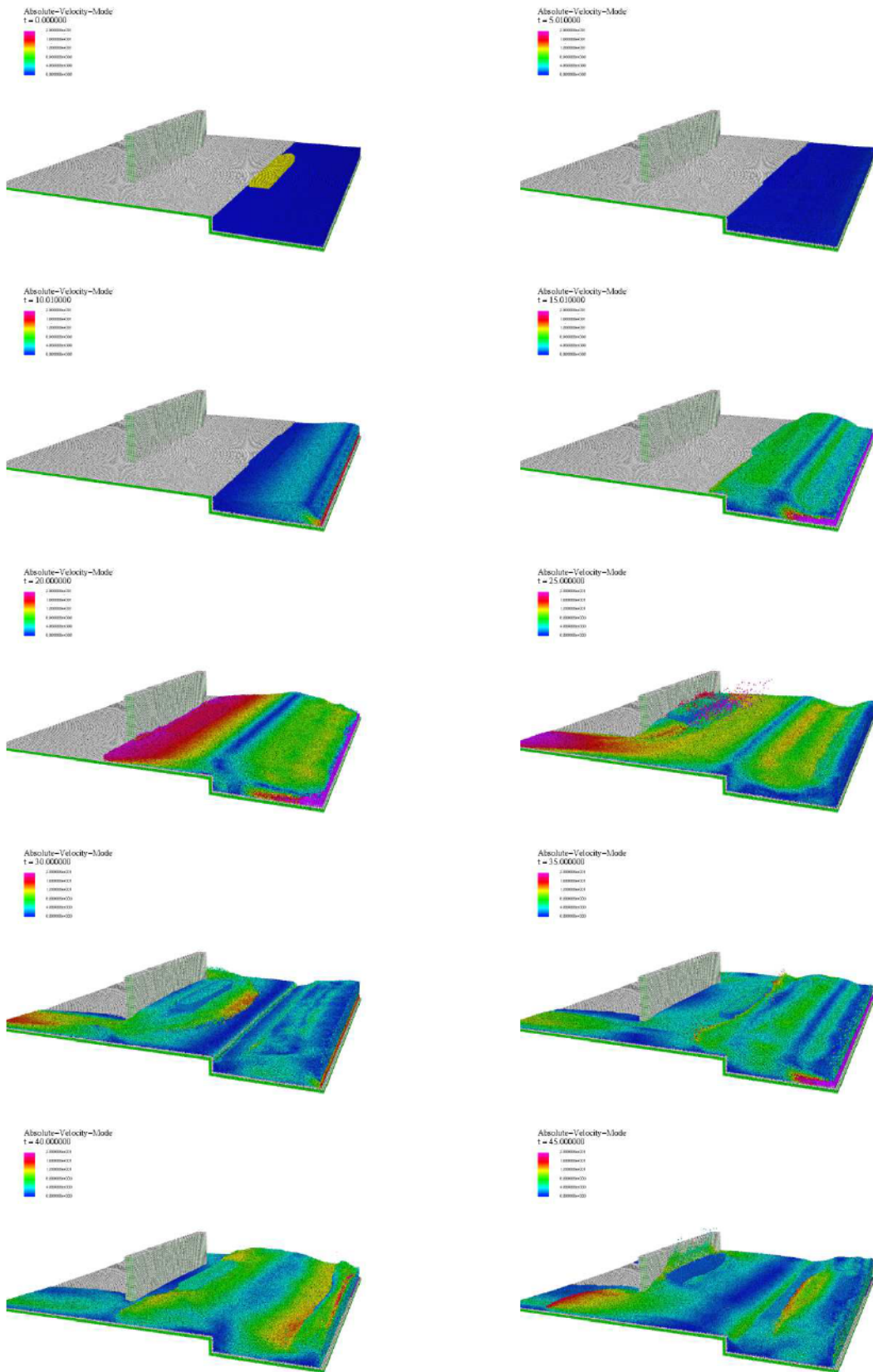


Fig. 5.2-10 Animation results ($l_{structure}/L_{ship} = 1.5$, distance = 2.0m, absolute velocity mode)

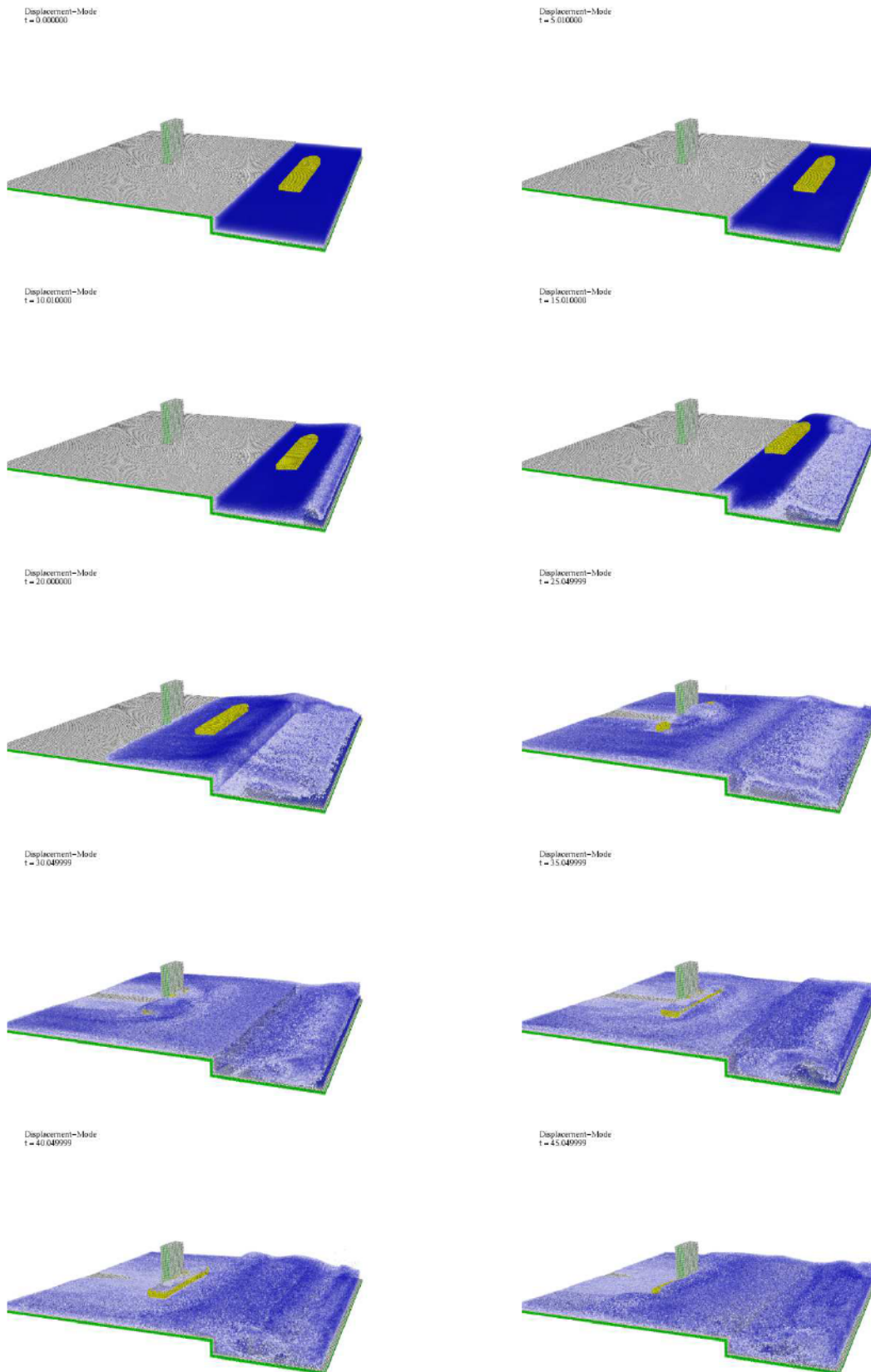


Fig. 5.2-11 Animation results ($l_{structure}/L_{ship} = 0.3$, distance = $1.5B$, displacement mode)

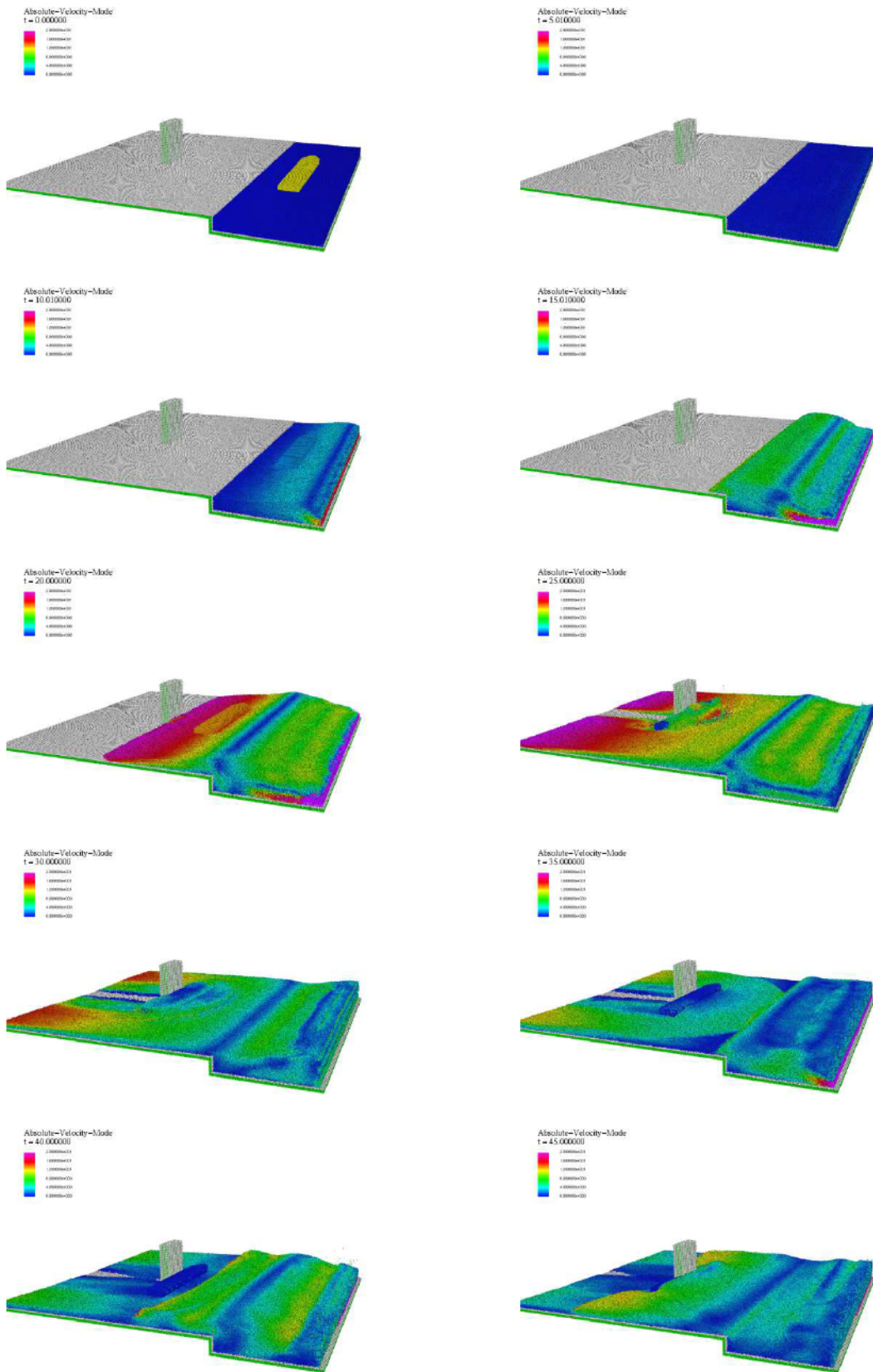


Fig. 5.2-12 Animation results ($l_{structure}/L_{ship} = 0.3$, distance = $1.5B$, absolute velocity mode)

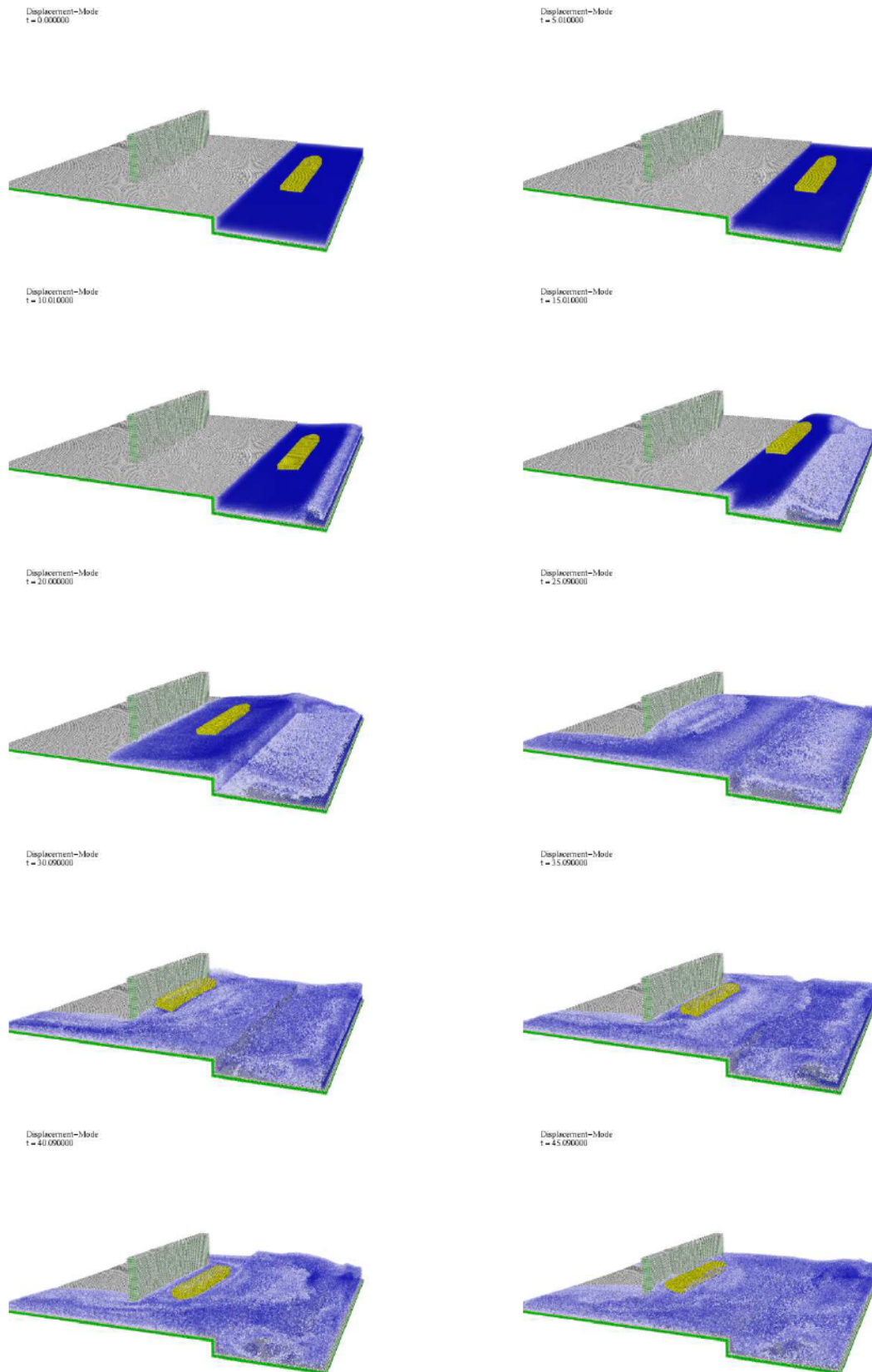


Fig. 5.2-13 Animation results ($l_{structure}/L_{ship} = 1.5$, distance = $1.5B$, displacement mode)

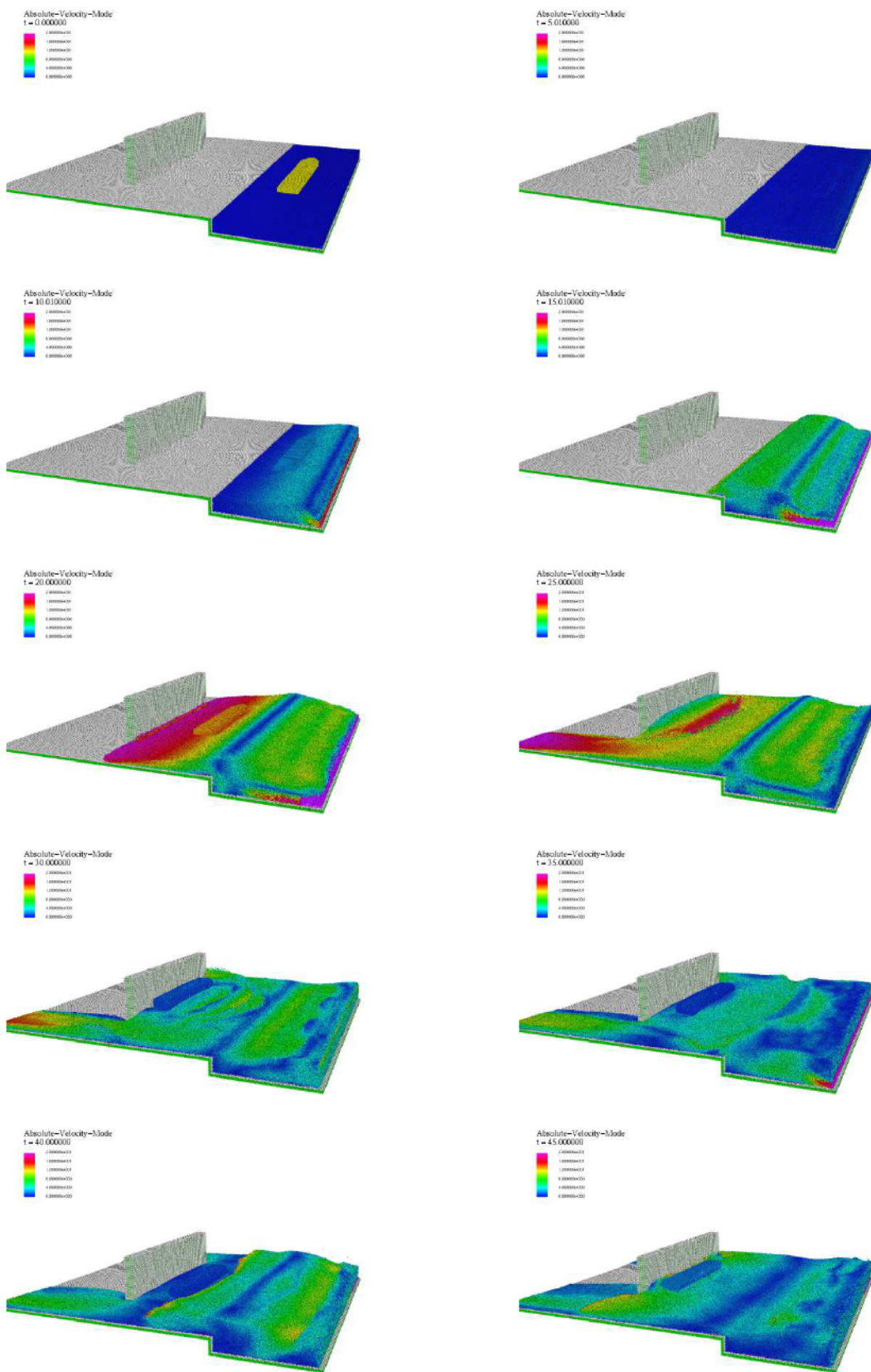


Fig. 5.2-14 Animation results ($l_{structure}/L_{ship} = 1.5$, distance = $1.5B$, absolute velocity mode)

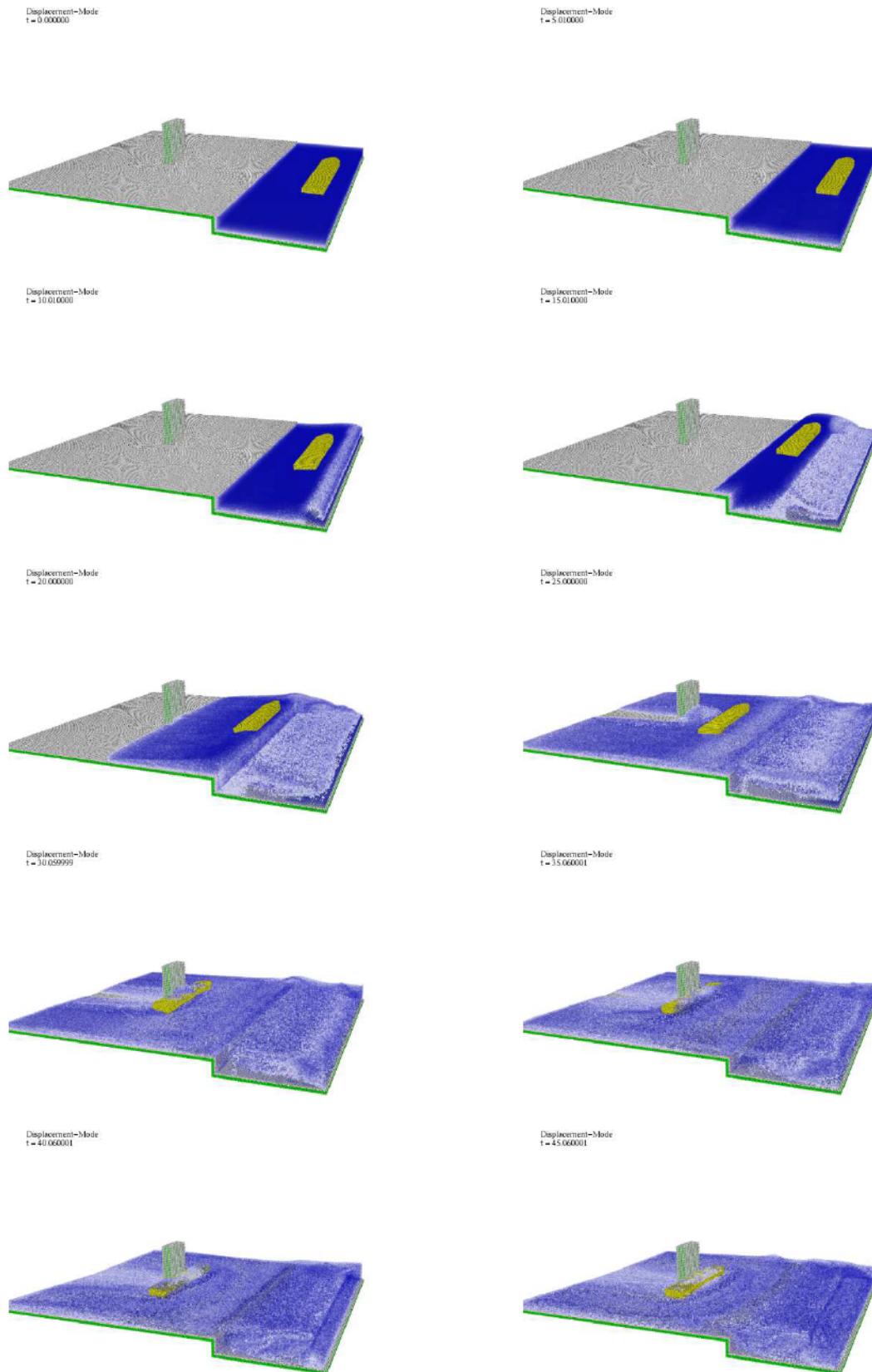


Fig. 5.2-15 Animation results ($l_{structure}/L_{ship} = 0.3$, distance = $2.5B$, displacement mode)

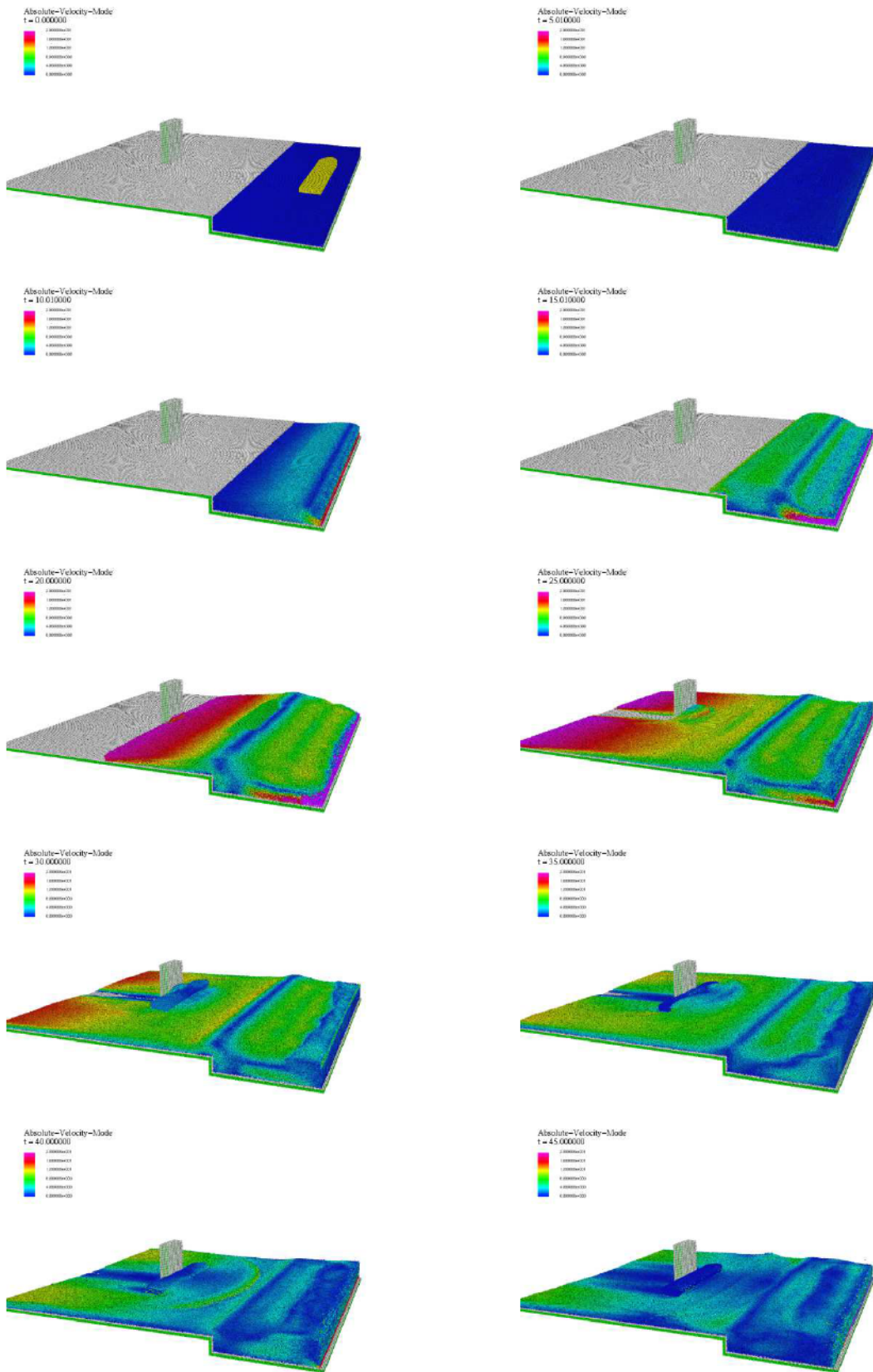


Fig. 5.2-16 Animation results ($l_{structure}/L_{ship} = 0.3$, distance = $2.5B$, absolute velocity mode)

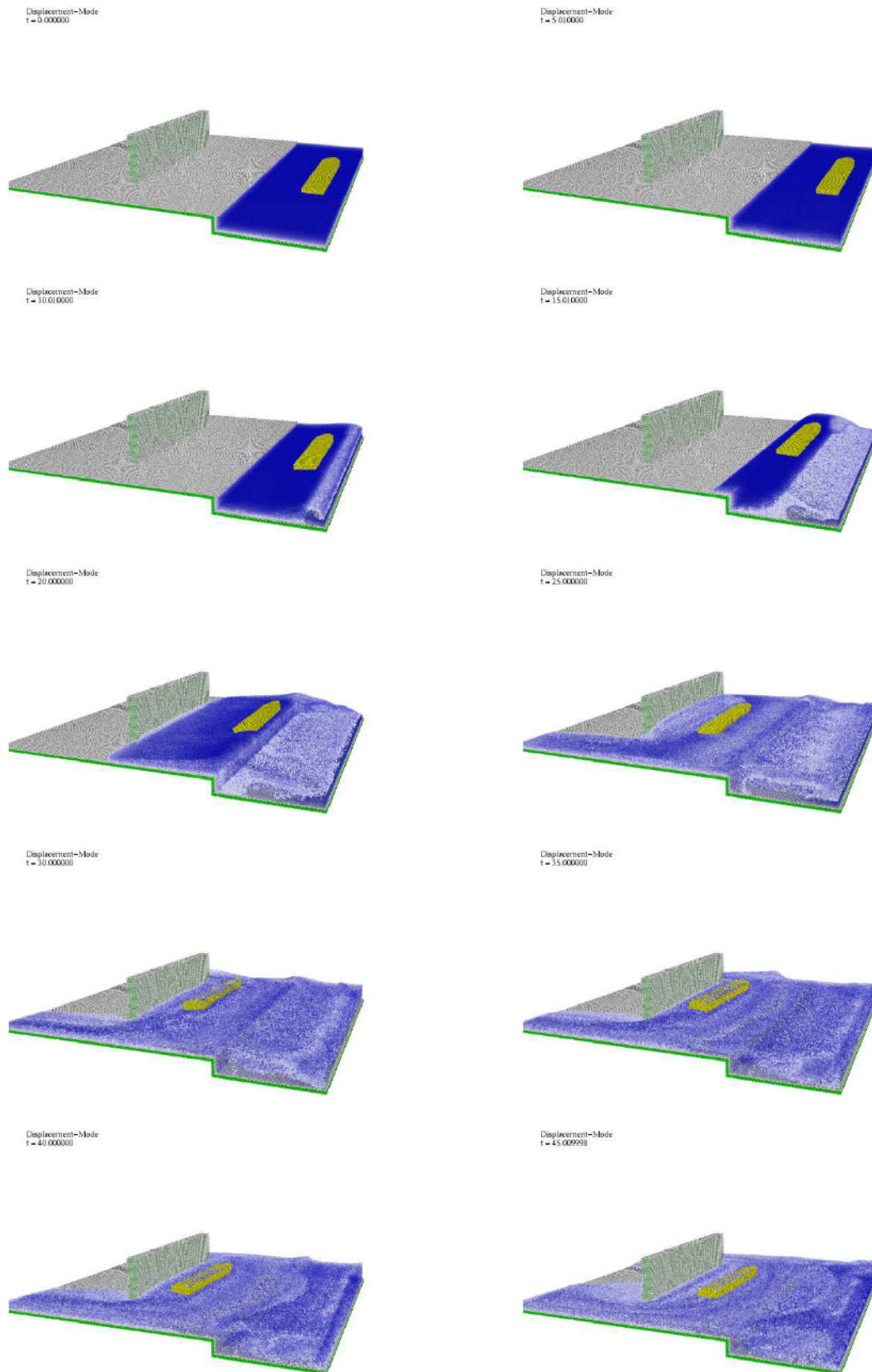


Fig. 5.2-17 Animation results ($l_{structure}/L_{ship} = 1.5$, distance = $2.5B$, displacement mode)

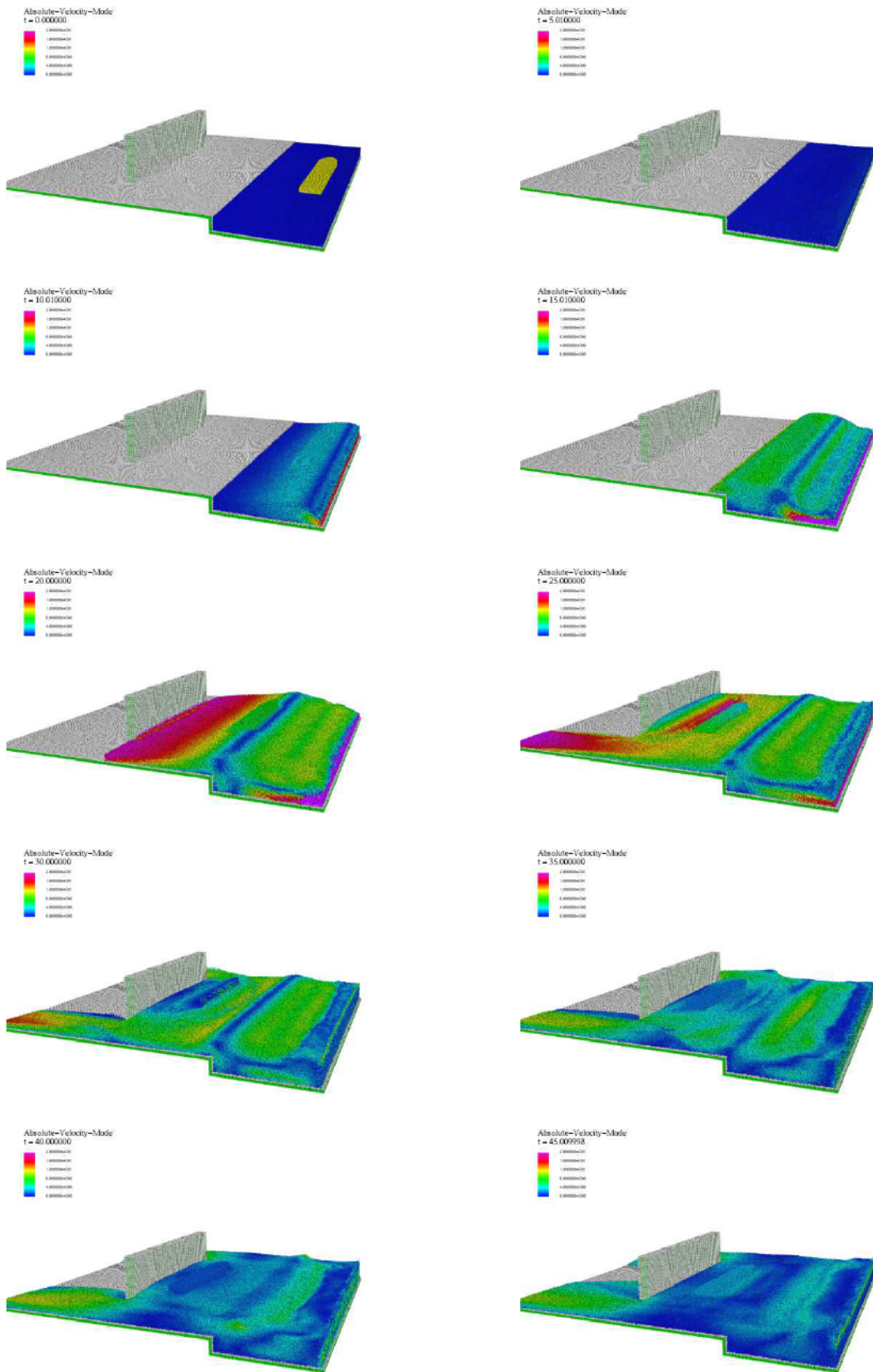


Fig. 5.2-18 Animation results ($l_{structure}/L_{ship} = 1.5$, distance = $2.5B$, absolute velocity mode)

5.2.2. 衝突挙動

次に、本項では浮体が建築物におよぼす衝突力に関する結果を示す。なお、本項では、浮体が建築物に与える衝突力は衝撃設計において一般的な考え方の一つである力積によって評価^{9),29)}し、津波のみによって建築物から受ける力積と衝突を考慮した複合力積の関係性について考察する。衝突力を含む力積は、浮体と建築物のそれぞれのケースにおける衝突開始時刻から計算終了までとした。

Fig. 5.2-19～Fig. 5.2-21 は建築物前面で受けた浮体の衝突力を含んだ複合外力について、力積(以降、複合外力の力積)として示したものであり、横軸は建築物と浮体の長さの比 ($l_{structure}/L_{ship}$) である。図中、赤○印で示したものが複合外力の力積の分布であり、黒○印で示したものが波力のみ建築物に作用した際の力積(以降、津波波力の力積)分布である。なお、遡上した津波波力の力積分布は Fig. 5-2.22 に示しており、Fig. 5.2-23 は時系列における津波波力を $l_{structure}/L_{ship}$ によって比較したものである。

Fig. 5.2-19 による結果から、離岸距離が 2.0m である場合の $l_{structure}/L_{ship}$ が変化した場合における津波波力の力積と比較すると、複合外力の力積が全ての $l_{structure}/L_{ship}$ のケースを上回る傾向となった。特に津波波力の力積との差として $l_{structure}/L_{ship}$ が 0.3 の場合が最も大きくなることを確認した。力積値としては津波のみが $3.04 \times 10^5 \text{ kN} \cdot \text{s}$ に対して衝突現象が付加されると $1.25 \times 10^6 \text{ kN} \cdot \text{s}$ と大きく上昇する。一方でこの傾向は $l_{structure}/L_{ship}$ が 0.6 になると複合外力の力積は低くなり、 $l_{structure}/L_{ship}$ が 0.8 以上の場合では津波波力の力積との差はあるものの、 $l_{structure}/L_{ship}$ が 0.3 と比較して津波波力の力積との差は小さい傾向となった。次に Fig. 5.2-20 の離岸距離が 1.5B の場合に注目すると、Fig. 5.2-19 と同様に複合外力の力積が全体を通して大きくなる傾向を示し、 $l_{structure}/L_{ship}$ が 0.3 となる際に最も両者の差が大きいことが確認された。 $l_{structure}/L_{ship}$ が 0.8 まではある程度の力積の差は見受けられるが、 $l_{structure}/L_{ship}$ が 1.0 以上となる場合はほぼ津波波力の力積と同様の値を示した結果となった。ここで、最も離岸距離が大きい 2.5B の場合 (Fig. 5.2-21) は Fig. 5.2-19 と Fig. 5.2-20 とは性質が異なり、 $l_{structure}/L_{ship}$ が 0.3 において複合外力の力積が $6.76 \times 10^5 \text{ kN} \cdot \text{s}$ と他のグラフと比較しても津波波力との差はあまりなかった。さらに、 $l_{structure}/L_{ship}$ が 0.6 以上からは津波波力の力積と同程度の値を示しており、1.0 以上はほぼ変わらない結果となった。この要因は前項に示した Table 5.2-1 の衝突の有無の表からみると分かるように、浮体の衝突がないケースがそれにあたり、実質的には津波の衝撃波力のみが作用した結果であることがわかる。すなわち、離岸距離 2.5B、 $l_{structure}/L_{ship}$ が 0.8 以上であると、建築物前面位置まで浮体が漂流するものの、浮体は衝突せず、現象としては衝撃的に津波の波力が作用するのみであり、おのずと衝突力を含んだ複合外力の力積は津波波力の力積と同等の値となるといえる。また、Fig. 5.2-19 から、離岸距離 2.0m、 $l_{structure}/L_{ship}$ が 0.3 の複合外力の力積は、 $l_{structure}/L_{ship}$ がおよそ 1.0 の津波波力の力積と同様の規模であることが見て取

れる。このように、建築物に作用する浮体がおよぼす衝突力積は、津波波力のみでは過小評価につながる事が明らかである。これは、Fig. 5.2-20 も同様の傾向を示している。一方で、Fig. 5.2-21 での $I_{structure}/L_{ship}$ が 0.3 の複合外力の力積は、 $I_{structure}/L_{ship}$ がおよそ 0.7 の津波波力の力積と同様の規模であった。これは、先行する流体の反射流量によって衝突特性が変化していることが要因であり、Fig. 5.2-19～Fig. 5.2-21 の比較結果からも、浮体の衝突によって作用する建築物への外力は、状況に応じて検討することが重要であることが思慮できる。以上の Fig. 5.2-19～Fig. 5.2-21 で得られた結果を鑑みると、浮体の衝突力は、建築物からの反射流量が増加することにより低くなる事が考えられるが、いずれにせよ遡上津波の衝撃波力のみを考慮する場合には、外力推定として過小評価となる可能性が十分にあるといえる。以上に関して、本検討の範囲で述べるならばその差は $I_{structure}/L_{ship}$ が 0.3 程度であると 3～4 倍程度、浮体が及ぼす衝突力を含んだ力積の方が大きくなる事が考えられる。また、本検討の離岸距離 2.0m のケースは遡上津波の先端部に浮体が漂流する場合を想定しているが、浮体の前方に伝播する津波の流量が少なくなる状況程、Fig. 5.2-19 のような傾向を示す事が考えられる。その一方で、建築物からの反射流量が増加すると Fig. 5.2-20～Fig. 5.2-21 のような傾向を示す事が推察できる。

建築物からの反射流量が多い場合（本検討： $I_{structure}/L_{ship}$ が 1.5 のような状況）、複合外力の力積は、津波波力の力積と同程度を想定すればよいが、その分、建築物全体に作用する津波の衝撃波力も大きな値となる。逆に、建築物からの反射流量が少ない場合（本検討： $I_{structure}/L_{ship}$ が 0.3 のような状況）は、津波波力の力積は $I_{structure}/L_{ship}$ が 1.5 と比べるとその力を低減できる一方で、浮体の衝突を考慮した複合外力の力積は増加する。すなわち、沿岸構造物の耐津波設計を検討する上では、上述した傾向を十分に検討していくことが望ましいと考えられる。

Fig. 5.2-24～Fig. 5.2-38 は、Fig. 5.2-19～Fig. 5.2-21 におけるそれぞれの力積を時系列によって示したものである。図中赤破線で示すものが浮体の衝突を考慮した外力分布（以降、複合外力）であり、黒線で示すものが津波波力である。結果から、複合外力は津波波力に対して増加する傾向が全体を通して見て取れる。しかし、例外として Table 5.2-1 中において衝突が確認されなかったケース（Fig. 5.2-36～Fig. 5.2-38）では、ほぼ津波波力と同様の傾向を示している。それらを除いた結果をみると、衝突開始から 0.05s 前後において複合外力が大幅に増加する点が見て取れ、複合外力は津波波力との時系列応答での差が確認できる。前項における Fig. 5.2-2～Fig. 5.2-6 の水平方向の漂流速度分布と同様の時刻において、複合外力が再度増加しており、本検討の数値シミュレーション時間の中で数回にわたって浮体が建築物に衝突したことがこれらのグラフより確認できる。また、いずれのケースも作用時間が長い。これは浮体が衝突した後、建築物からの反力により海域に押し返されるが、継続的に浮体後方から伝播する津波によって陸域方向へ押し流されるため浮体による衝突を含む複合外力の応答がパルスのようなものではなく、浮体の慣性の影響により外力が継続的に応答した影響が強い。

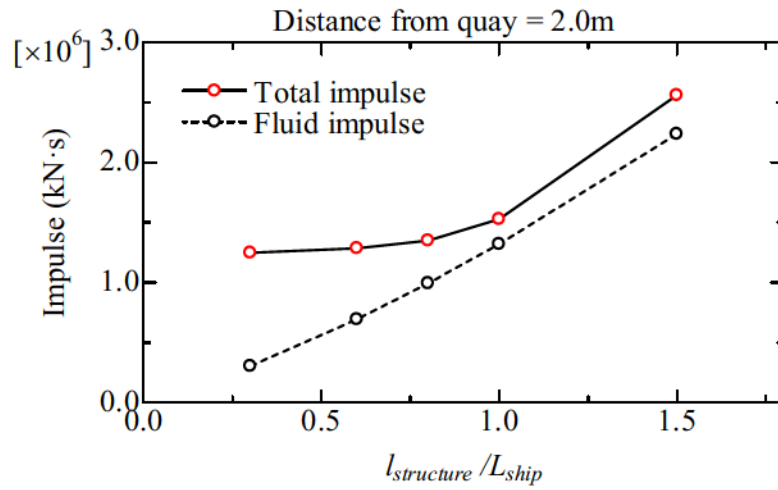


Fig. 5.2-19 Total impulse (distance = 2.0m)

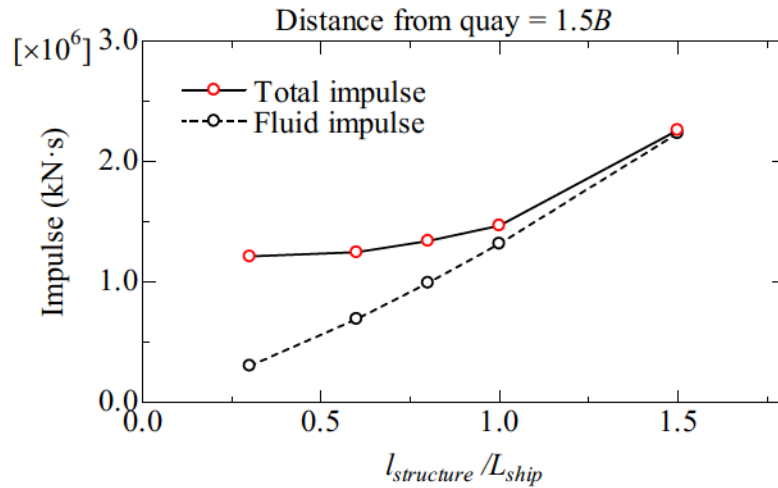


Fig. 5.2-20 Total impulse (distance = 1.5B)

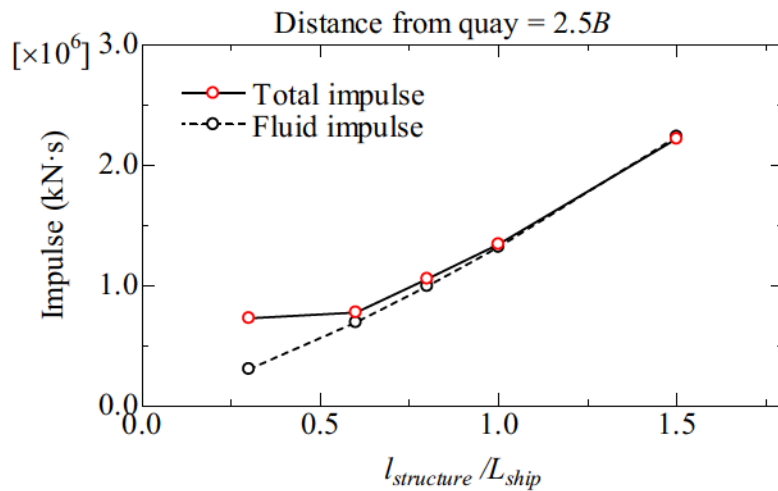


Fig. 5.2-21 Total impulse (distance = 2.5B)

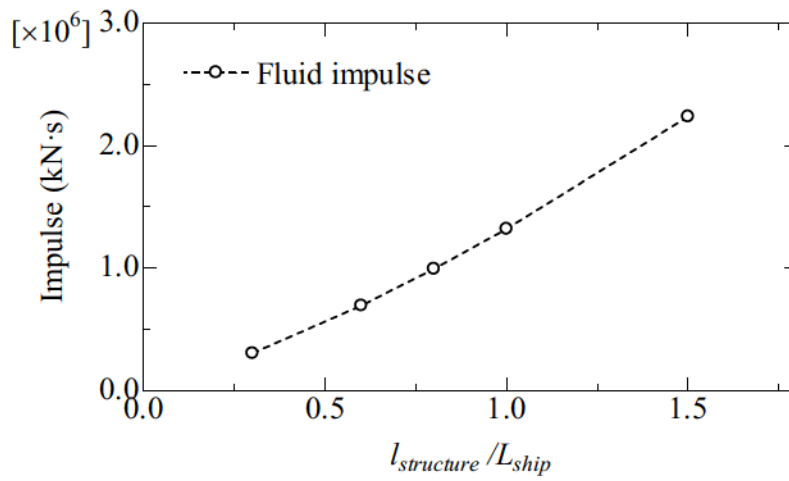


Fig. 5.2-22 Fluid impulse

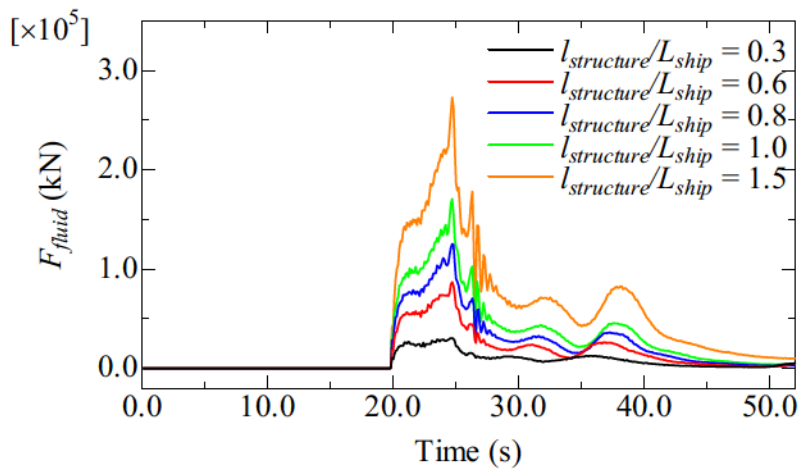


Fig. 5.2-23 Tsunami impact force

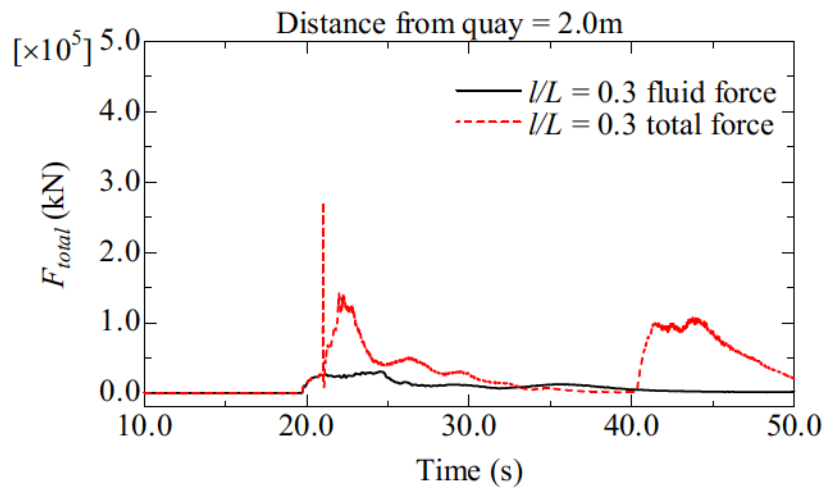


Fig. 5.2-24 Comparison of each force ($l_{structure}/L_{ship} = 0.3$, distance = 2.0m)

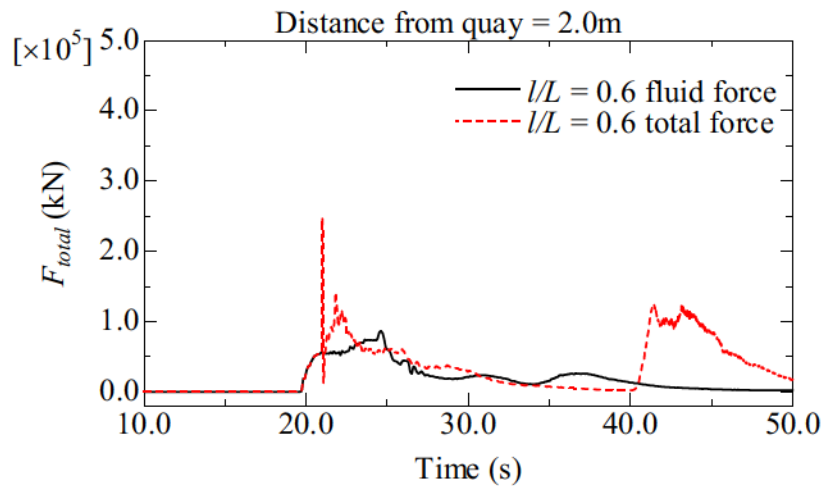


Fig. 5.2-25 Comparison of each force ($l_{structure}/L_{ship} = 0.6$, distance = 2.0m)

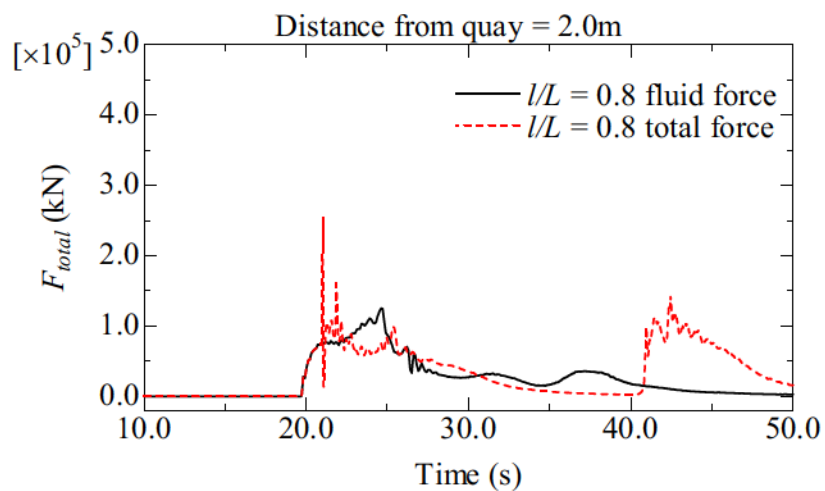


Fig. 5.2-26 Comparison of each force ($l_{structure}/L_{ship} = 0.8$, distance = 2.0m)

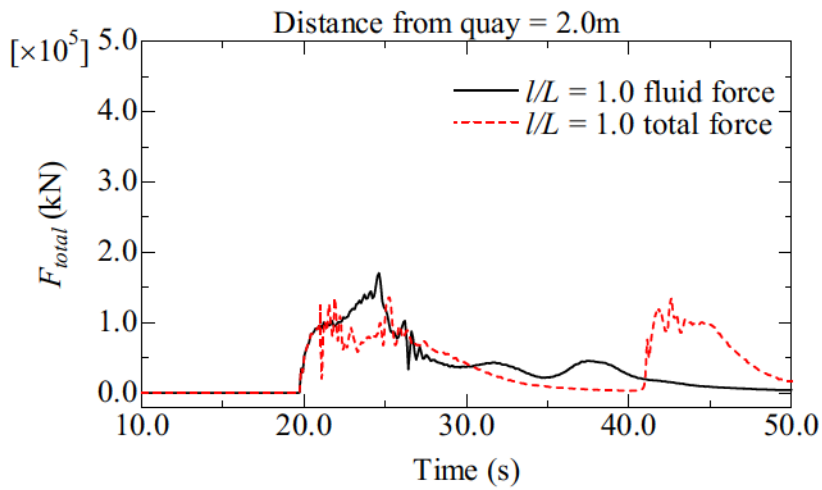


Fig. 5.2-27 Comparison of each force ($l_{structure}/L_{ship} = 1.0$, distance = 2.0m)

w

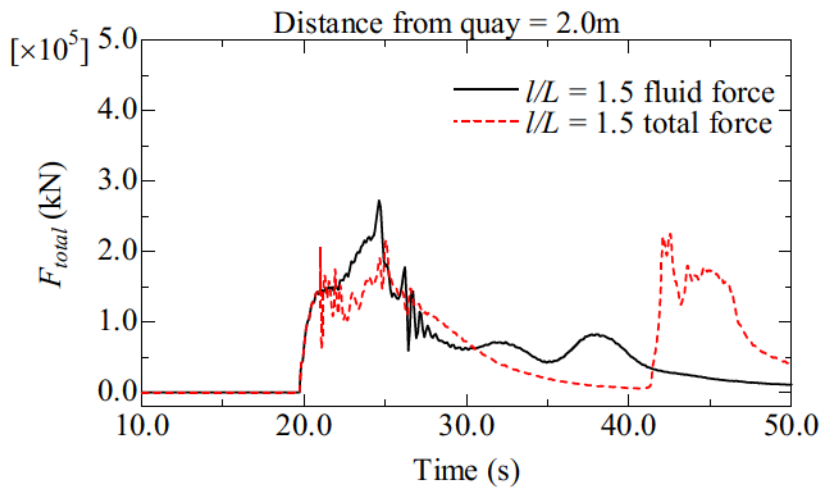


Fig. 5.2-28 Comparison of each force ($l_{structure}/L_{ship} = 1.5$, distance = 2.0m)

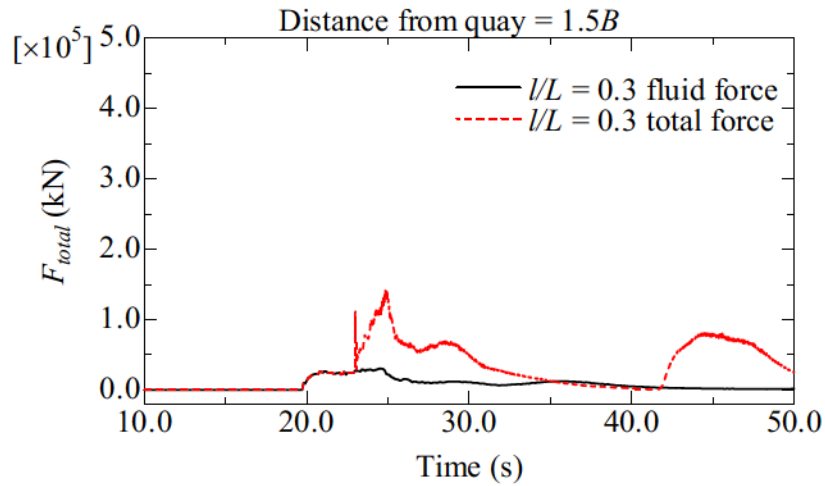


Fig. 5.2-29 Comparison of each force ($l_{structure}/L_{ship} = 0.3$, distance = $1.5B$)

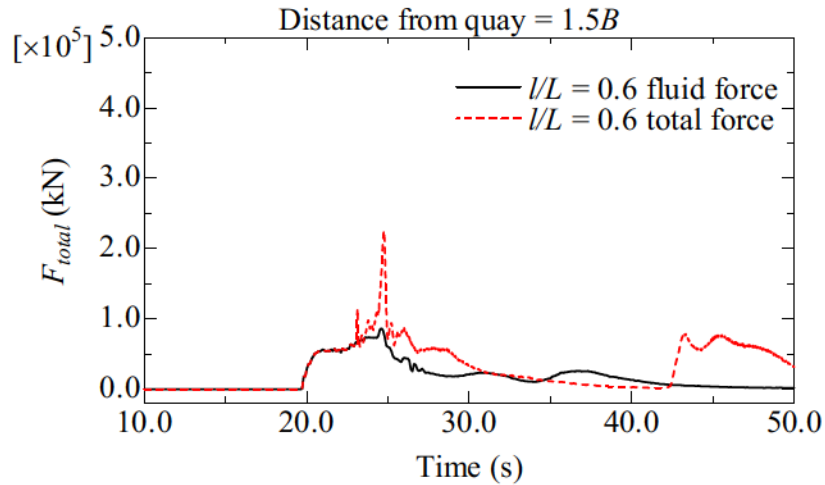


Fig. 5.2-30 Comparison of each force ($l_{structure}/L_{ship} = 0.6$, distance = $1.5B$)

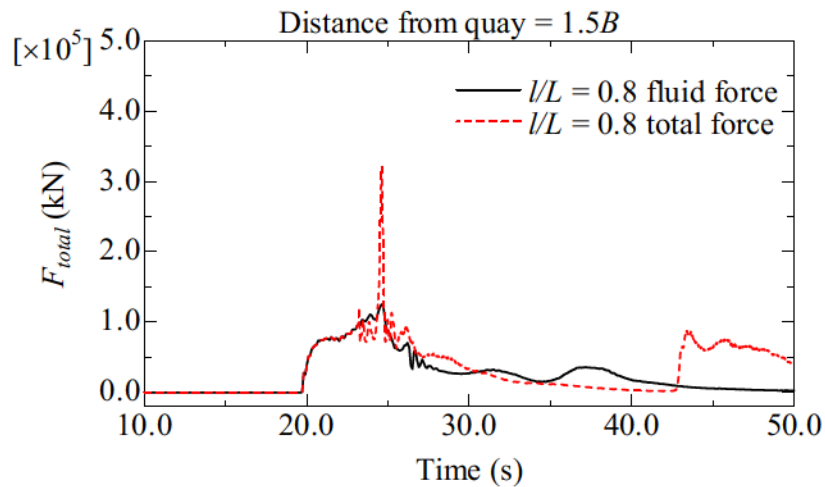


Fig. 5.2-31 Comparison of each force ($l_{structure}/L_{ship} = 0.8$, distance = $1.5B$)

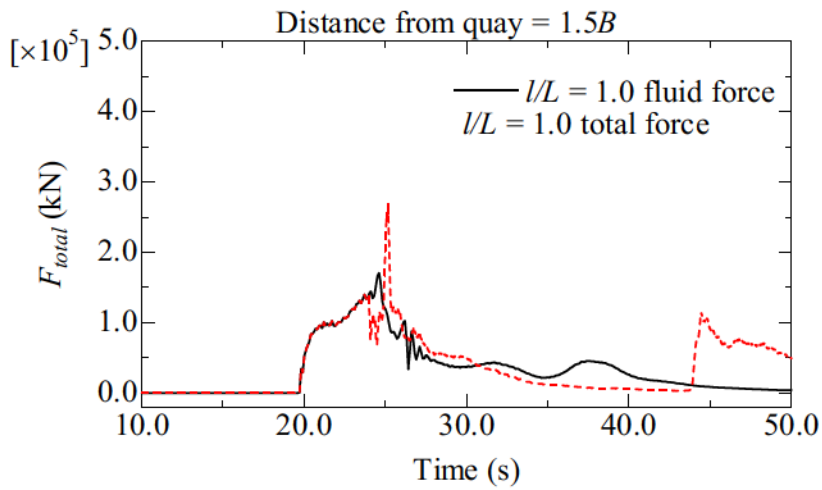


Fig. 5.2-32 Comparison of each force ($l_{structure}/L_{ship} = 1.0$, distance = $1.5B$)

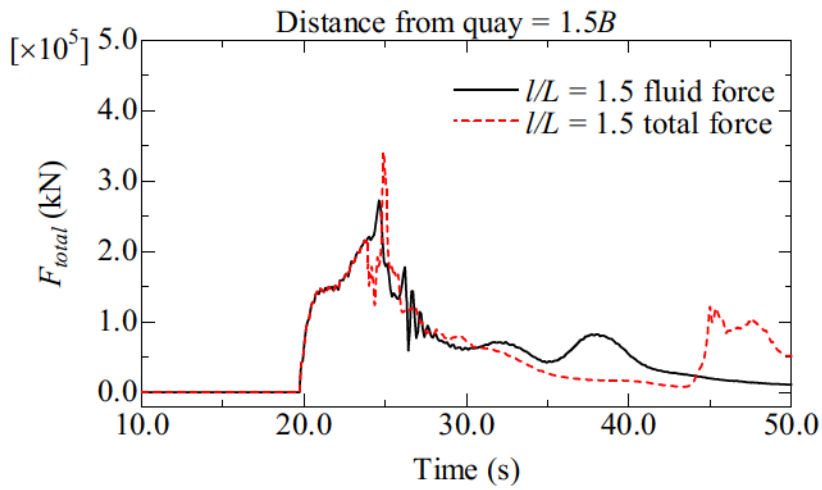


Fig. 5.2-33 Comparison of each force ($l_{structure}/L_{ship} = 1.5$, distance = $1.5B$)

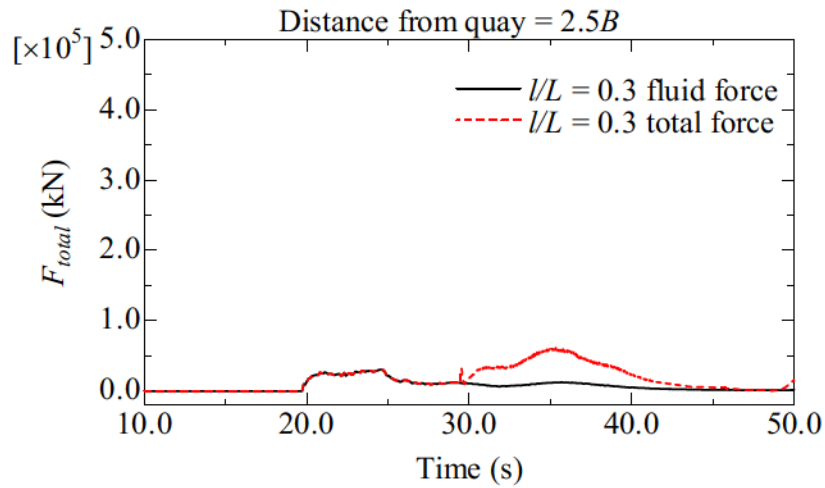


Fig. 5.2-34 Comparison of each force ($l_{structure}/L_{ship} = 0.3$, distance = $2.5B$)

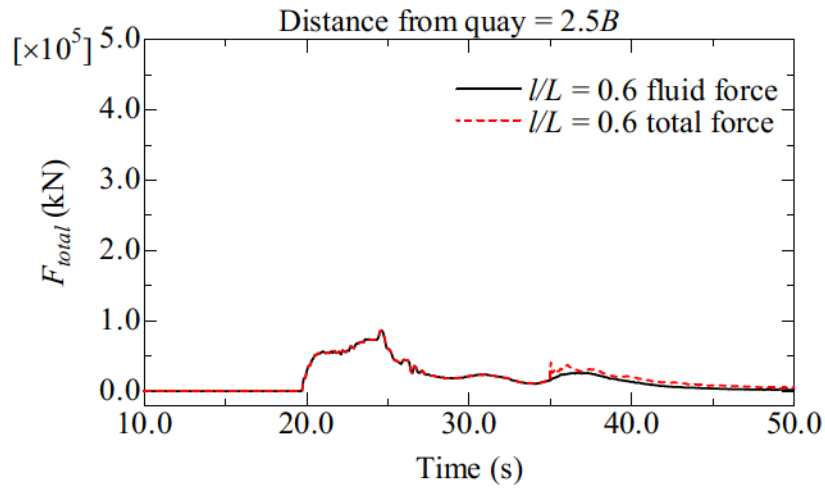


Fig. 5.2-35 Comparison of each force ($l_{structure}/L_{ship} = 0.6$, distance = $2.5B$)

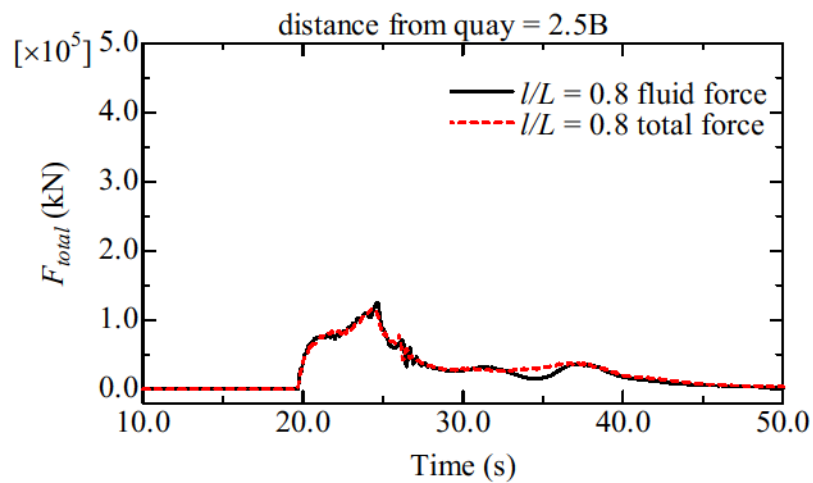


Fig. 5.2-36 Comparison of each force ($l_{structure}/L_{ship} = 0.8$, distance = $2.5B$)

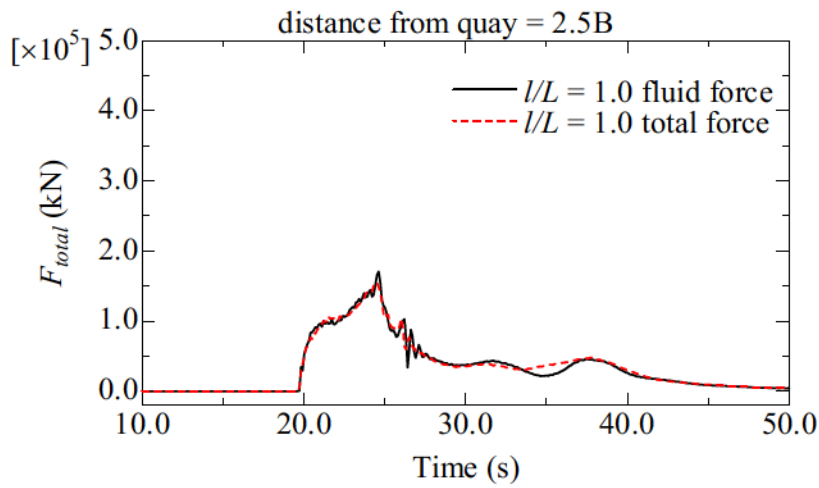


Fig. 5.2-37 Comparison of each force ($l_{structure}/L_{ship} = 1.0$, distance = 2.5B)

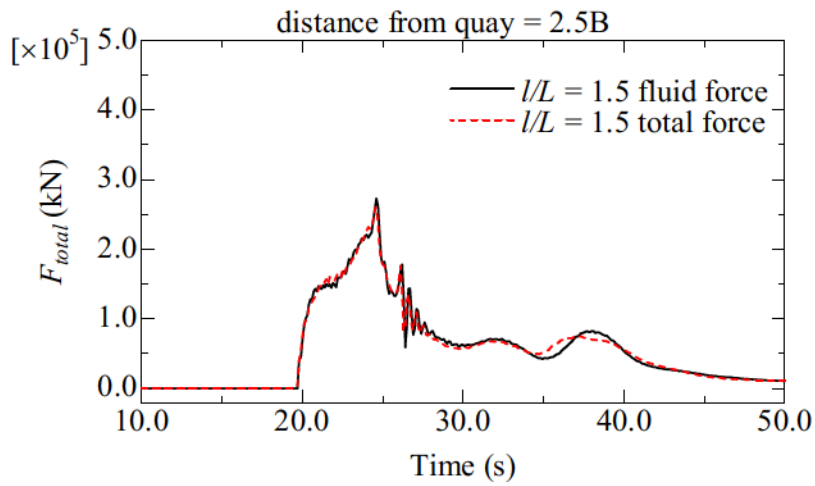


Fig. 5.2-38 Comparison of each force ($l_{structure}/L_{ship} = 1.5$, distance = 2.5B)

日本建築学会 建築物荷重指針・同解説 2015 pp. 575⁴⁶⁾からの考察：

次に、以上の結果を踏まえて本検討による外力の規模に関して考察を行う。ここでは日本建築学会が推奨する津波波力に関する算定式を用いることとし、本検討で用いた津波規模がどの程度の波力であるか比較する。

まず、日本建築学会⁴⁶⁾が推奨する津波の衝撃荷重算定式として以下に示す式(5.2-1)を用いる。ここで、津波波力は、

$$F_{fluid} = \frac{a^2}{2} \rho g B h_{max}^2 \quad (5.2-1)$$

F_{fluid}	: Tsunami force	(N)	a	: Coefficient water	
ρ	: Density	(kg/m ³)	B	: Length of structure	(m)
h_{max}	: Fluid depth	(m)			

を得る。

次に、以上の算定式を用いて本検討に関する物理量を代入し、得られた結果として以下の Table 5.2-2 が得られた。ここで、表中に示すのは各 $l_{structure}/L_{ship}$ の算定式と MPS 法シミュレーションの比較を行ったものであり、それぞれ kN として荷重を記載した。

結果から、それぞれのケースにおける算定式と MPS 法の結果は同様の傾向を示すことが分かる。算定式との誤差の割合は、 $l_{structure}/L_{ship}$ が 0.6~1.5 の場合において MPS 法による津波波力が若干上回る傾向を示したが、算定式から検討した結果からも本検討での規模に対する津波波力の予測に関する妥当性はあるといえる。

次に、Fig. 5.2-39 に示すように、本検討で得られた複合外力の力積を津波波力の力積で無次元化した。横軸は $l_{structure}/L_{ship}$ であり、離岸距離が 2.0m は○印、1.5B は△印、2.5B は□印で描画した。図中、複合外力と津波波力の力積の割合に着目すると、 $l_{structure}/L_{ship}$ が 0.3 の場合には津波波力の力積に対しておよそ 4 倍の大きさとなることが分かる。またこの傾向は、 $l_{structure}/L_{ship}$ が大きくなるにつれて減少し、 $l_{structure}/L_{ship}$ が 0.6 であると津波波力の力積に対して 2 倍程度となる。図中、 $l_{structure}/L_{ship}$ が 1.0 の規模までは衝突を含む複合外力の規模が大きくなることが明らかとなった。

Fig. 5.2-40～Fig. 5.2-42 は $l_{structure}/L_{ship}$ が 0.6 の場合における可視化結果である。可視化のカラーコンターは圧力分布とした。結果から、浮体の衝突による作用位置と津波のみによる波力の作用位置は建築物底部からの高さ関係は異なることが見て取れる、このように、浮体と建築物の衝突問題を扱う上では、浮体による衝突位置は流体の影響により異なってくることが考えられる。また本手法は上述した詳細な衝突現象を再現することが出来ていることから、津波被害評価を実施する上で有用な手法であるといえる。

Table 5.2-2 Comparison of tsunami impact force of calculation formula and simulation result

$l_{structure}/L_{ship}$	F_{fluid} (formula) (kN)	F_{fluid} (MPS) (kN)
0.3	3.88×10^4	3.04×10^4
0.6	7.66×10^4	8.66×10^4
0.8	1.03×10^5	1.25×10^5
1.0	1.29×10^5	1.70×10^5
1.5	1.94×10^5	2.73×10^5

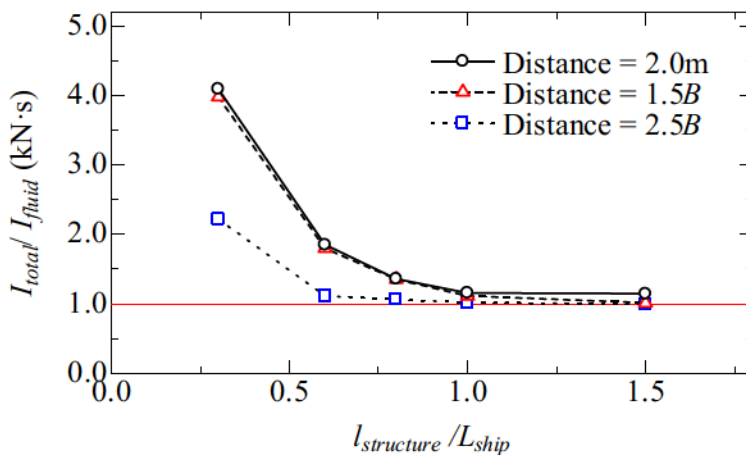


Fig. 5.2-39 Dimensionless quantity of impulse

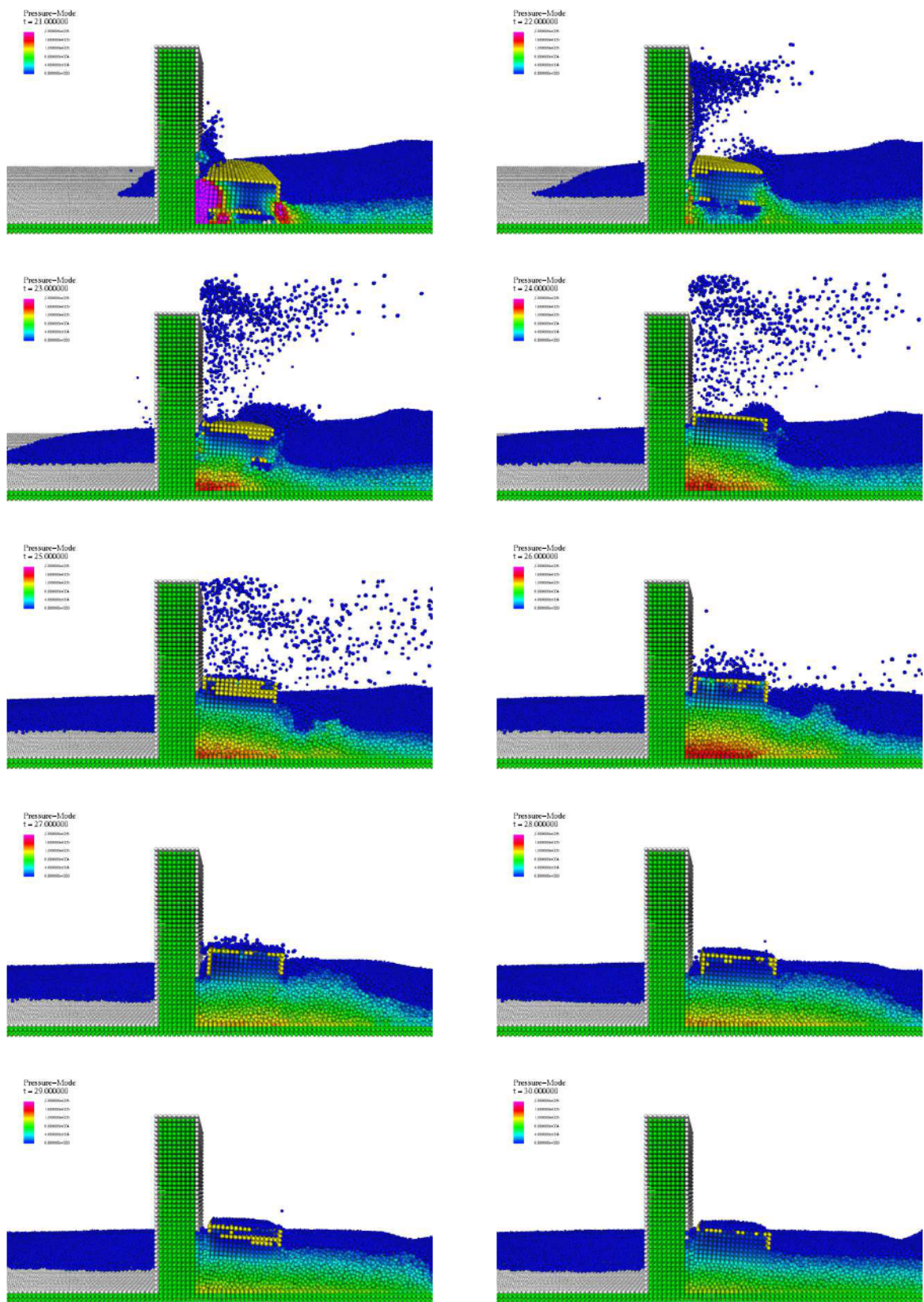


Fig. 5.2-40 Animation results ($l_{structure}/L_{ship} = 0.6$, distance = 2.0m)

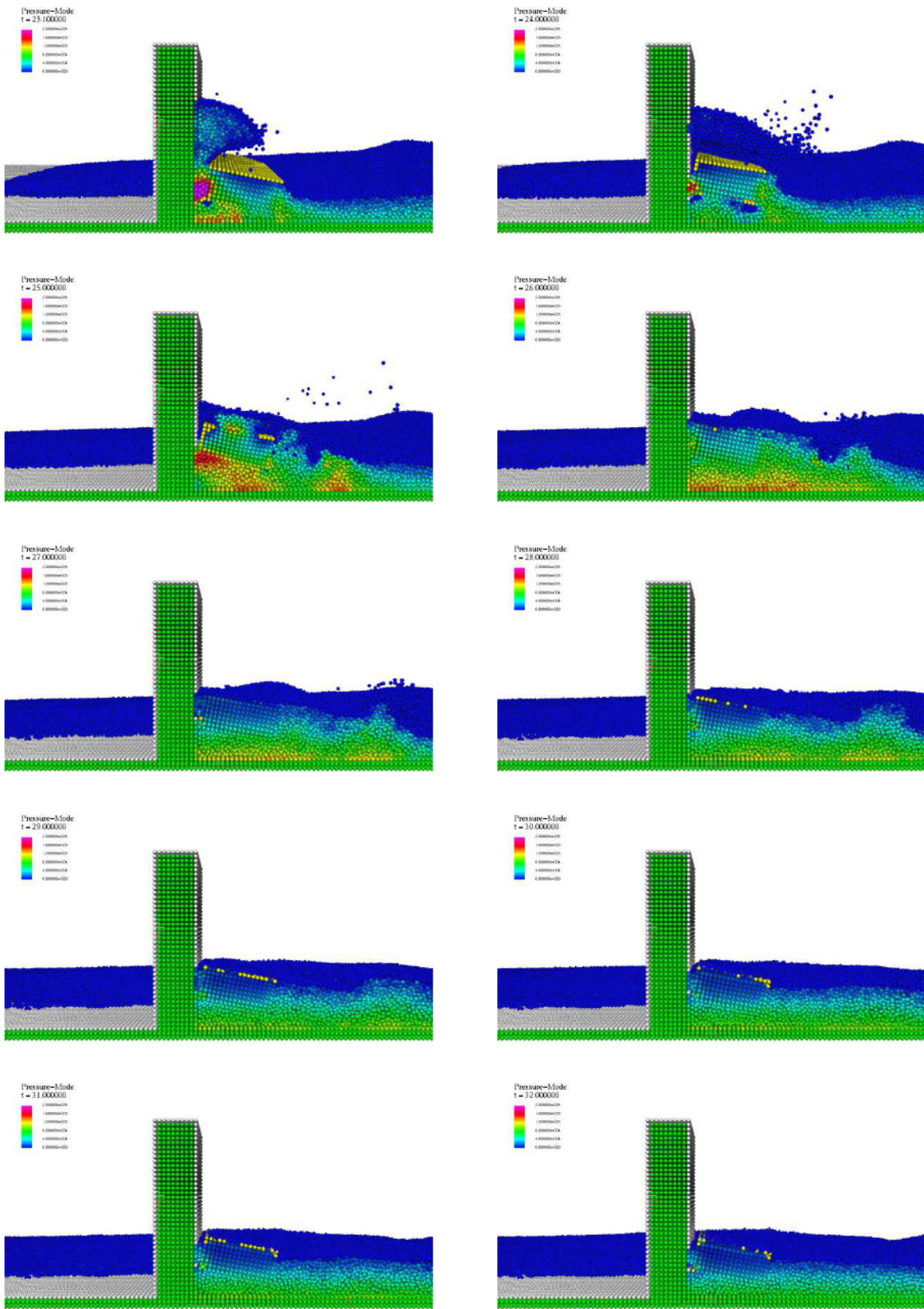


Fig. 5.2-41 Animation results ($l_{structure}/L_{ship} = 0.6$, distance = $1.5B$)

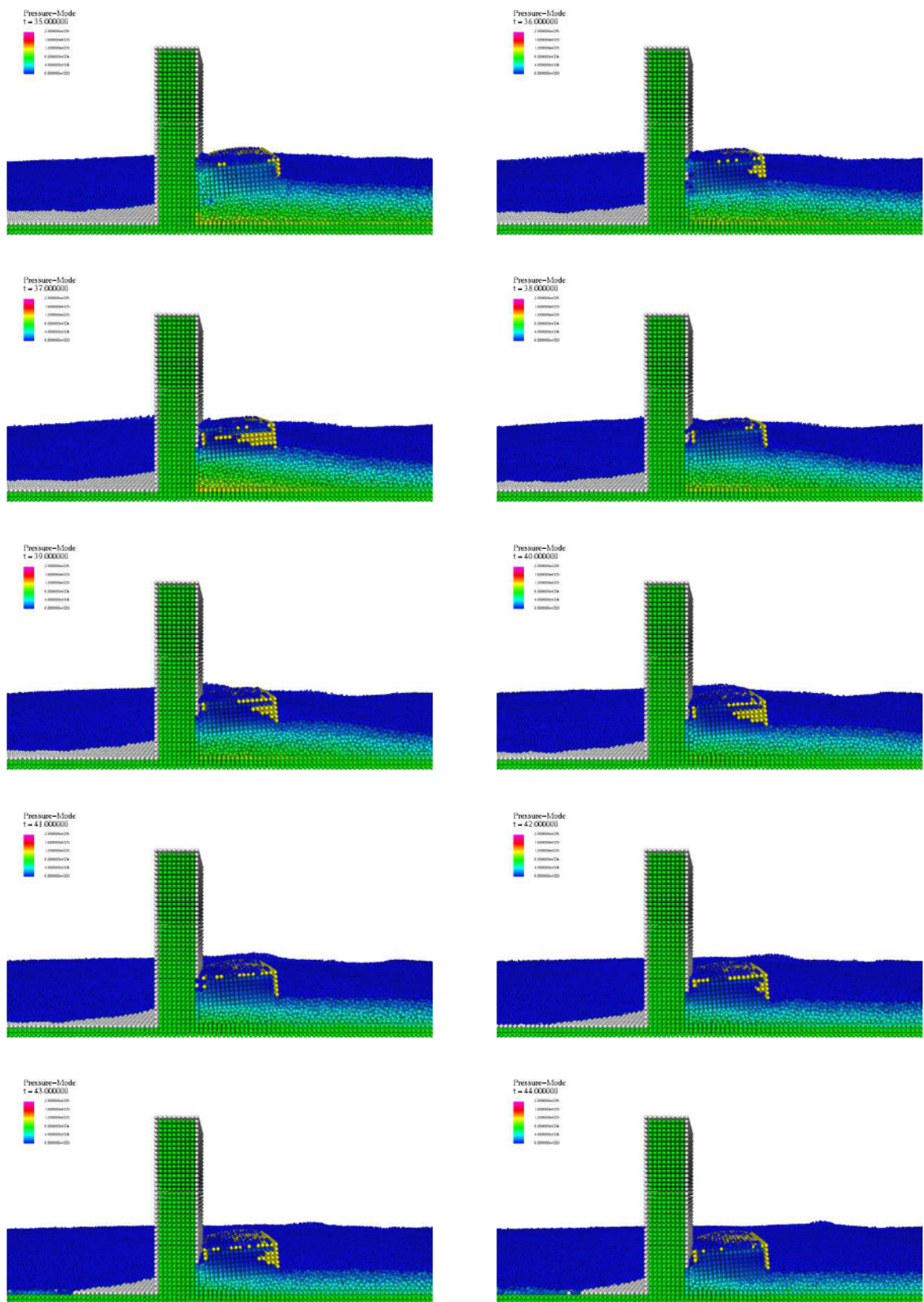


Fig. 5.2-42 Animation results ($l_{structure}/L_{ship} = 0.6$, distance = $2.5B$)

第 6 章

結 論

本研究は、津波による浮体の漂流や他の構造体との接触および衝突に関する一連の現象を推定可能な数値シミュレーション手法を MPS 法に適用して開発するとともに、本手法を用いて津波によって漂流した浮体の基本的な挙動と衝突特性について明らかにすることを目的とし、以下の課題について独自に取り組んだ。

- 1) 浮体の建築物との衝突現象予測手法として粒子法弾性体モデルを適用し、従来の MPS 法で考慮されていなかった物体間の接触・摩擦問題を考慮した流体—構造体の相互連成数値シミュレーション手法を開発する。また、本手法について解析解と実験値の比較から本手法の妥当性を示す。(本論第 2 章, 第 3 章)
- 2) 漂流物として最も質量のある船舶に着目し、その津波中挙動特性について本手法による数値計算結果から考察する。本研究では特に、津波規模や浮体重量、浮体の離岸距離について定量的な検討を行い、基本的な浮体の漂流挙動特性について明らかにする。(本論第 4 章)
- 3) 2)から、建築物からの反射流がある場合の浮体の漂流および衝突特性について定量的に考察し、反射する流体の振る舞いによる衝突現象の特性を明らかにする。なお、浮体が建築物に与える衝突力については衝撃設計において一般的な考え方の一つである力積によって評価し、津波のみによって建築物から受ける力積と衝突を考慮した複合力積の関係性について考察する。(本論第 5 章)

以上に関して、検討内容による本研究で得られた知見をまとめると以下のとおりとなる。

- 1) MPS 法において、従来検討することが困難であった浮体の津波中における衝突問題に対して、弾性体摩擦モデルを提案した。本手法による数値計算結果を水槽実験結果や解析解と比較することで、衝突問題を取り扱う際の数値計算精度の妥当性と実用計算上の有用性が確認された。(本論第 2 章, 第 3 章)
- 2) 岸壁近傍に存在する船舶の陸域への漂流速度は津波規模、船舶の重量によって大きく異なることを示した。津波の遡上流速が増加するに従って、船舶の漂流速度は増加する。船舶の重量変化に対しては軽荷喫水時の場合、漂流速度の増加が顕著に見受けられる。(本論第 4 章)

- 3) 接岸された船舶に横波で津波が来襲する場合、船舶の漂流速度は岸壁への乗り上がり状態に依存する。即ち、遡上津波の先端部に船舶が位置する場合、漂流速度は最も増加する傾向を示し、遡上津波の先端部より後方に船舶が位置する場合、漂流速度は小さい傾向を示す。
(本論第4章, 第5章)
- 4) 遡上津波の建築物からの反射流の影響は、漂流する船舶の長さや建築物の長さの比に大きく関係し、船舶長さに対して同程度の建築物規模の場合では、その漂流速度は低減される傾向が顕著に見られる。特に反射流量が多くなる程、船舶の衝突直前の挙動特性は変化し、やがて建築物との衝突がなくなる。(本論第5章)
- 5) 遡上津波が建築物によって多く反射する場合、浮体長さに対して建築物規模が1.0倍においては、浮体の衝突による複合力積は波力の力積と同じ程度となる。(本論第5章)
- 6) 5) に対し、漂流速度の増大により衝突力は大きく変化し、波力のみでの力積と船舶の衝突力を含んだ複合外力の力積の関係から、船舶長さに対して0.3倍の建築物規模の場合において4倍程度複合外力による力積が増加することが示された。(本論第5章)

謝 辞

本論文を作成するにあたり、ご指導、ご協力をして頂いた多くの方々に対してここに感謝の意を表します。

日本大学理工学部海洋建築工学科 特任教授 増田光一 先生には、学部3年次において当時の増田居駒研究室の門を叩いて、合わせて7年間に渡り貴重なご助言、ご指導を頂きました。増田先生のご指導なくしては、大学院での研究成果を残すことができませんでした。また、委託研究や国際学会によって多くの行政の方や企業の方々、研究者の方々とお会いする機会を与えて下さり、自身の研究に対する価値観を広げて下さりました。これらの経験は、増田先生からの絶え間ない著者に対する貴重なご指導によるお陰であったと痛感しております。心より深く深く感謝申し上げます。

日本大学理工学部海洋建築工学科 教授 居駒知樹 先生には、公私ともに多くの励ましのお言葉、ご助言を頂きました。研究においては手法に関する課題点や方向性、主たる成果に関して数多くのご指摘をして頂きました。居駒先生なくしては本論を完成することが出来ませんでした。また、研究に対する姿勢や思想等、多くのことをご享受して下さいました。博士後期課程の進学への決意が固まったのも、居駒先生からの数多くの暖かいお言葉によるものと痛感しております。そして研究に対する好奇心や苦勞、楽しさや辛さを教えて下さったのも居駒先生でありました。博士課程として研究を行うことのできる貴重な機会と環境を与えて下さり、心より深く深く感謝申し上げます。

国立研究開発法人理化学研究所 主任研究員 戎崎俊一 先生には、研究を進めるにあたっての論旨の組み立て方や、専門的な計算工学・地球科学に関する貴重なご助言を頂きました。博士後期課程の3年間において、本論に関する貴重なご助言のみならず、世界の一线を画する研究者としてのあるべき姿をご教授下さいました。また、研究ミーティングでは、ご多忙であるにも関わらず、お時間を割いて頂き数多くの叱咤激励をして下さいました。我が国の科学技術の先端研究を行う理化学研究所でご活躍されている戎崎先生から頂いた多くの貴重な経験は、著者の研究人生の中でのかけがえのない財産でした。ここに多大なる感謝の意を表します。誠にありがとうございました。

日本大学工学部海洋建築工学科 准教授 惠藤浩朗 先生には、公私ともに多くの励ましのお言葉、ご助言を頂きました。研究に対する考え方や、学生・後輩に対する指導の相談に関して親身になってご助言を頂きました。また、理化学研究所での大学院生リサーチアソシエイトに挑戦する機会に対して多くのご相談に乗って下さりました。著者の研究生活での精神衛生を常にお気遣い下さり、数多くの暖かいお言葉を頂きました。挫けず最後まで努力することができましたのも惠藤先生によるお力添えであると痛感しています。心より感謝申し上げます。

日本大学工学部海洋建築工学科 客員教授 宮本卓次郎 先生には、これまでの行政としての業務経験から、本研究に対する数多くの貴重なご助言を頂きました。宮本先生のご指導なくしては本論の研究成果を残すことができませんでした。行政による港湾の防災対策のあるべき姿や課題点等、国土交通省東北地方整備局 副局長としてのご経験から得られた知見に関して、著者へ直接ご教授下さったことは、研究生活の中でかけがえのない貴重な経験となりました。心より深く感謝申し上げます。

日本大学工学部 客員教授 前田久明 先生には、研究ミーティングにおいて、本論に関する貴重なご意見を頂いたことや、別の視点からのご指摘などをして頂きました。視野が狭くなってしまいそうになった際に前田先生から頂いたご指導に数多く助けて頂きました。船舶海洋工学の中で、世界の先端の見識を持っておられる前田先生と、研究の議論をすることのできた著者の研究生活は、人生において最もかけがえのない経験の一つでありました。ここに多大なる感謝の意を表します。

日本大学工学部 上席研究員 佐藤千昭 先生には、船舶の係留の実例に関するご助言や係留設計、船舶構造分野に関して多くのご指導をして頂きました。本研究において佐藤先生のご助言なくしては成果を残すことができませんでした。心より感謝申し上げます。

日本大学工学部海洋建築工学科 教授 小林昭男 先生には、本論における課題点の記述や手法における再現性等、多くのご助言を頂きました。小林先生のご指導なくしては本論の成果を残すことができませんでした。また、研究者としてのあるべき姿や実社会に生きる工学の在り方等、本論に関することのみならず、公私共に常に貴重なご指導を頂きました。数多くのご指導につきまして、心より深く感謝申し上げます。

日本大学工学部海洋建築工学科 教授 北嶋圭二 先生には、物体間の衝突問題に関する設計への基本的な考え方や、本手法における課題点に関して多くのご助言を頂きました。北嶋先生のご指導なくしては本論の研究成果を残すことができませんでした。心より深く感謝申し上げます。

元三井造船株式会社 白石典彦 氏には、研究ミーティングを通して多くのご助言とご指導をして頂きました。工学の専門的知見を活用する技術者にとって必要な考え方や業務への向き合い方、数多くの理念や思想について貴重な見識をご教授して下さいました。心より感謝申し上げます。

国立研究開発法人港湾空港技術研究所 研究官 相田康洋 氏は、本研究のみならず、著者の大学院での研究を進めるにあたって多くのご助言・叱咤激励など様々なお言葉を頂きました。特に相田氏のご助力なくしては、本研究のモデル開発および主たる検討に関する成果を残すことができませんでした。心より、深く深く感謝申し上げます。

東京海洋大学海洋工学部海事システム工学科 准教授 増田光弘 先生には、本研究の具体的な研究面において多くのご指摘とご助言を頂きました。増田先生のご助言なくしては本研究の成果を残すことができませんでした。また、増田先生には公私ともにお世話になり、進路面では、ご多忙であるにも関わらず親身になってご相談に乗って下さいました。ここに多大なる感謝の意を表します。

一般財団法人港湾空港総合技術センター 理事 大野正人 氏には、これまでの行政としての業務経験から、本研究に対する数多くの貴重なご助言を頂きました。国土交通省九州地方整備局 副局長としてのご経験から得られた知見に関して、著者へ直接ご教授下さったことは、研究生活の中でかけがえのない貴重な経験となりました。心より深く感謝申し上げます。

東京海洋大学海洋科学技術研究科 博士後期課程 笹原裕太郎 君は、他大学の博士課程の同期であり良きライバルして、また学部生からの良き友人として、数多くの苦楽の時間を共に過ごしてきました。本論での成果においても貴重なご指摘を頂いたことや、時として本手法に関するご助言を頂きました。本論での課題を、時間を投じて深く考究する機会を作ることができたのも笹原君と共に数多くの時間を過ごしてきたものと痛感しております。心より、感謝の意を表します。

本論文を作成するに当たり、惜しみないご協力をくださった、本研究室大学院生である岸田智之院生、石橋榮稔院生、金子大介院生、松岡晃弘院生、宮下奈々恵院生、学部生である蒔苗嘉人君、杉山佑介君、大村奏君ならびに居駒恵藤研究室諸氏の皆様の支えの中で本研究論文をまとめることが出来ました。また、研究室秘書である上野樹子様には研究を進める上で多大なるご助力を頂きました。ここに、皆様への深い感謝の意を表します。

また、著者が大学院博士後期課程の研究生活を送りました理化学研究所 主任研究員研究室 戎崎計算宇宙物理研究室におきまして、当時研究スタッフの飯高敏晃様、津野克彦様、滝澤慶之様、川崎賀也様、水田晃様、塚本裕介様、今枝佑輔様、金子委利子様、Marco Casolino 様、Lech Wiktor Piotrowski 様、奥野光様、八柳祐一様、二村徳宏様には適切な御助言を頂くだけでなく、研究に対する姿勢や考え方等数多くのことを御教授下さりました。また、研究室秘書である大畑智子様には、研究を進める上での多大なるご助力を頂きました。ここに、深い感謝の意を表します。

最後に、今日に至るまで大学から大学院まで合わせて9年間、毎日を陰ながら支えて頂いた母、また、暖かく見守って頂いた父、そして様々な相談に常に快く乗って頂いた兄、またどんな時でも応援して頂いた家族に、心より深く深く感謝申し上げます。

2017年1月6日

村田 一城

参考文献

- 1) 高橋重雄, 戸田和彦, 菊池喜昭, 菅野高弘, 栗山善昭, 山崎浩之, 長尾毅, 下迫健一郎, 根木貴史, 菅野甚活, 富田孝史, 河合弘泰, 中川康之, 根津 厚, 岡本 修, 鈴木高二朗, 森川嘉之, 有川太郎, 岩波光保, 水谷崇亮, 小濱英司, 山路 徹, 熊谷兼太郎, 辰巳大介, 鷺崎誠, 泉山拓也, 関克己, 廉 慶善, 竹信正寛, 加島寛章, 伴野雅之, 福永勇介, 作中淳一郎, 渡邊祐二: 2011年東日本大震災による港湾・海岸・空港の地震・津波被害に関する調査速報, 港湾空港技術研究所資料, No. 1231, 2011.
- 2) 日本海難防止協会: 海と安全, No. 522, 2012 春号, 2012.
- 3) 国土交通省東北地方整備局: 震災伝承館, 岩手県釜石市, <http://infra-archive311.jp/?view=213443> (2016/12/15 ページアクセス)
- 4) 国土交通省東北地方整備局: 震災伝承館, 岩手県釜石市, <http://infra-archive311.jp/?view=213437> (2016/12/15 ページアクセス)
- 5) 国土交通省中部地方整備局港湾空港部: 東日本大震災による各港湾の被災状況写真集, 参考資料 4.
- 6) 牧田匡史: 車両対車両の前面衝突時における車両前部構造の相互作用に関する研究, 東京都市大学博士論文, 2014.
- 7) 坪田張二, 川西良幸, 小鹿紀英, 澤本佳和, 森川博司: 縮尺模型と実物による鉄筋コンクリート板の衝撃実験と解析, 第三回落石等による衝撃問題に関するシンポジウム講演論文集, 第3巻, pp. 157-162, 1996.
- 8) 川西良幸: 衝撃荷重を想定した実験, コンクリート工学論文集, Vol. 39, No.9, pp. 74-77, 2001.
- 9) 石川信隆, 大野友則, 藤掛一典, 別府万寿博: 衝撃工学, 森北出版株式会社, 2013.
- 10) 松富英夫: 流木衝突力の実用的な評価式と変化特性, 土木学会論文集, No. 621, pp. 111-127, 1999.
- 11) 池野正明, 田中寛好: 陸上遡上津波と漂流物の衝突力に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第50巻, pp. 721-725, 2003.
- 12) 水谷法美, 高木祐介, 白石和睦, 宮島正悟, 富田孝史: エプロン上のコンテナに作用する津波力と漂流衝突力に関する研究, 海岸工学論文集, 第52巻, pp. 741-745, 2007.
- 13) 廉 慶善, 水谷法美, 白石和睦, 宇佐美敦浩, 宮島正悟, 富田孝史: 陸上遡上津波によるコンテナの漂流挙動と漂流衝突力に関する研究, 海岸工学論文集, 第54巻, pp. 851-855, 2007.
- 14) 有川太郎, 大坪大輔, 中野史丈, 下迫健一郎, 石川信隆: 遡上津波によるコンテナ漂流力に関する大規模実験, 海岸工学論文集, 第54巻, pp. 846-850, 2007.
- 15) 有川太郎, 鷺崎 誠: 津波による漂流木のコンクリート壁面破壊に関する大規模実験, 土木学

- 会論文集 B2 (海岸工学), Vol. 66, No. 1, pp. 781-785, 2010.
- 16) FEMA, "Guideline for design of structures for vertical evacuation from tsunami 2nd Edition," FEMA P646, Federal Emergency Management Agency, Washington, D.C., pp. 144, 2012.
- 17) 有田喜久雄: 船舶等の衝突強度に関する研究, 船舶技術研究所報告, 第 25 巻, 第 1 号, 1988.
- 18) S. Koshizuka and Y. Oka, "Moving-Particle Semi-implicit Method for Fragmentation of Incompressible Fluid," Nucl. Sci. Eng., 123, pp. 421-434, 1996.
- 19) 後藤仁志, 五十里洋行, 酒井哲郎, 奥 謙介: 浮体群を伴う津波氾濫流の 3D シミュレーション, 海岸工学論文集, 第 53 巻, pp. 196-200, 2006.
- 20) 増田光弘, 庄司邦昭, 南 清和, 増田光一: MPS 法を用いた津波中の浮体による衝突力に関する研究, 日本航海学会論文集, 第 124 号, pp. 329-336, 2011.
- 21) 相田康洋: 津波漂流物と衝突問題への MPS 法の応用に関する基礎的研究, 日本大学博士論文, 2014.
- 22) 越塚誠一, 近澤佳隆, 岡 芳明: 弾性体に対する陽的な粒子計算モデルの開発, 日本計算工学会, 計算工学講演会論文集, Vol. 4, pp. 33-37, 1999.
- 23) 越塚誠一: 粒子法, 丸善株式会社, 2005.
- 24) 宋 武燮, 越塚誠一, 岡 芳明: MPS 法による弾性構造体の動的解析, 日本機械学会論文集 (A 編), 71 巻 701 号, pp. 16-22, 2005.
- 25) 小笠原敏紀, 菊池重友, 佐々信也, 堺 茂樹: MPS 法による流体-構造の動的解析に関する検討, 土木学会, 海岸工学論文集, 第 55 巻, pp. 21-25, 2008.
- 26) 稲垣健太, 酒井幹夫, 越塚誠一: MPS 法を用いた弾塑性解析手法の開発, 日本計算工学会講演会論文集, No. 20080031, 2008.
- 27) 田中正幸, 酒井幹夫, 越塚誠一: 粒子ベース剛体シミュレーションと流体との連成, 日本計算工学会講演会論文集, No. 20070007, 2007.
- 28) 相田康洋, 星野智史, 増田光一, 居駒知樹, 惠藤浩朗: 粒子法による津波作用時のコンテナ群の荷崩れと漂流シミュレーションに関する研究, 日本船舶海洋工学会春季講演会論文集, 第 18 号, CD-ROM, pp. 129-132, 2014S-FS2-6, 2014.
- 29) 武田慈史, 川西良幸: 衝突実験における飛来物の運動量と衝撃力積に関する分析, 第十回構造物の衝撃問題に関するシンポジウム論文集, 第 10 巻, pp. 25-30, 2010.
- 30) 入部綱清, 仲座栄三: MPS 法における勾配計算の高精度化とその応用, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol. 66, No. 1, pp. 046-050, 2010.
- 31) 入部綱清, 井島聖也, 仲座栄三: 圧力勾配計算に高精度化手法を用いた MPS 法による段波波圧の解析, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol. 67, No. 2, I_726-I_730, 2011.
- 32) 笹原裕太郎, 増田光弘, 南 清和, 増田光一: 係留浮体の波浪中応答解析に対する MPS 法の

- 適用性に関する研究 (第二報), 日本航海学会講演予稿集, 1 巻, 1 号, 2013.
- 33) 後藤仁志, Khayyer Abbas, 堀 智恵実: 粒子法における圧力擾乱低減のための新しい自由表面判定条件の提案, 土木学会論文集 B2, Vol. B2-65, No. 1, pp. 21-25, 2009.
- 34) 近藤雅裕, 越塚誠一: MPS 法における不自然な数値振動の抑制, Transaction of JSCES, Paper No. 20080015, 2008.
- 35) Koichi Masuda, Tomoki Ikoma, Yasuhiro Aida, Jumpei Takayama, "Development of the Inflow Boundary with a Free Surface to Apply the MPS Method to Tsunami Analysis on Coastal Areas," 31th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering (OMAE2012), CD-ROM, 83192, 2012.
- 36) 橋本博公, 末吉 誠, 川上 渚: 3 次元 MPS 法を用いた損傷区画への浸水シミュレーション, 日本船舶海洋工学会講演会論文集, 第 14 号, 2012S-G2-12, 2012.
- 37) 増田光弘: 津波中の浮体挙動解析への粒子法の適用性に関する研究, 日本大学理工学部博士論文, 2010.
- 38) 吉田正浩, 藤野清次: 近似逆行列前処理と不完全コレスキ分解を融合した CG 法の並列用前処理の提案, 数理解析研究所講究録, 1505 巻, pp. 22-33, 2006.
- 39) 吉田正浩, 藤野清次, 塩出 亮: ロバスト IC 分解をベースにした近似逆行列型前処理つき CG 法の性能評価, Information Processing Society of Japan, Vol. 47, No. SIG 18 (ACS 16), Nov. 2006.
- 40) 大地雅俊, 越塚誠一, 酒井幹夫: 自由表面流れ解析のための MPS 陽的アルゴリズムの開発, Transactions of JSCES, Paper No. 20100013, 2010.
- 41) 大地雅俊, 山田祥徳, 越塚誠一, 酒井幹夫: MPS 陽解法における圧力計算の検証, Transactions of JSCES, Paper No. 20110002, 2011.
- 42) 田中正幸, 益永孝幸, 中川泰忠: 解像度可変型 MPS 法, Transactions of JSCES, Paper No. 20090001, 2009.
- 43) 相田康洋, 増田光一, 居駒知樹: 建築物に作用する津波遡上流による流体圧の評価法に関する研究, 日本建築学会環境系論文集, 第 78 巻, 第 684 号, pp. 223-229, 2013.
- 44) 速水 謙, 原田紀夫: 対角項スケーリングを施した共役勾配法のベクトル計算機における有効性について, Information Processing Society of Japan, Vol. 30, No. 11, pp. 1364-1375, 1989.
- 45) 速水 謙, 原田紀夫: ベクトル計算機における Scaled CG 法の有効性について, 情報処理学会研究報告, 第 40 号, 数値解析 17-4, 1986.
- 46) 日本建築学会: 建築物荷重指針・同解説 <2015>, 第 5 版, 2015.
- 47) 国土交通省中部地方整備局港湾航空部: 第一回伊勢湾港湾機能継続計画検討委員会資料 1-1-1, 2013.

- 48) 熊谷廉太郎：港湾における津波によるコンテナの流動とそれに伴う被害の評価手法に関する研究，大阪大学博士論文，2009.
- 49) 日本港湾協会；港湾の施設の技術上の基準・同解説（上），pp. 476, 2007.
- 50) 本田啓之輔，堀 富士男：コンテナの耐風に関する模型実験，日本航海学会論文集，第 63 号，pp. 29-34, 2000.
- 51) 増田光弘，南 清和，増田光一：MPS 法による津波シミュレーションと係留船舶の津波中挙動解析，日本航海学会論文集，Vol. 127, pp. 41-49, 2012.
- 52) 日本海事協会：二重船殻油タンカーのための共通構造規則，鋼船規則 CSR-T 編，pp. 90, 2015.
- 53) 日本海事協会：ばら積み貨物船用共通構造規則，鋼船規則 CSR-B 編，pp. 34, 2010.

Appendix A 研究業績

■ 査読付き論文

- 1) 増田光一, 増田光弘, 居駒知樹, 村田一城, 南和清: 浮棧橋による船舶の津波防災・減災対策に関する基礎的研究, 土木学会論文集 B3 (海洋開発), Vol.69, No.2, pp.85-90, 2013.9.
- 2) 増田光一, 村田一城, 居駒知樹, 増田光弘, 大野正人: 津波波高および入射角度影響を考慮した浮棧橋による船舶の津波防災・減災対策に関する基礎的研究, 土木学会論文集 B3 (海洋開発), Vol.70(2014), No.2, pp.1_978-1_983, 2014.10.
- 3) 大野正人, 増田光一, 居駒知樹, 惠藤浩朗, 村田一城, 星野智史: 港湾内における作業船の津波被害評価に関する基礎的研究, 土木学会論文集 B3 (海洋開発), Vol.71(2), No.2, pp.1_227-1_232, 2015.9.
- 4) 村田一城, 増田光一, 増田光弘, 居駒知樹: 浮棧橋を用いた係留システムによる港内船舶の津波被害低減効果に関する基礎的研究— 第 1 報 塩釜港の被災事例に基づいた係留索の破断と岸壁乗り上げの低減効果について—, 船舶海洋工学会論文集, 第 22 号, pp.35-43, 2015.12.

■ 国際会議論文

(査読有 口頭)

- 1) Koichi Masuda, Tomoki Ikoma, Mitsuhiro Masuda and **Kazuki Murata**, “Fundamental Research on the Behaviors of Floating Vessels Moored to Floating Piers in Tsunami,” Proceedings of the ASME 32nd International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering (OMAE’ 13), ASME, 11051, CD-ROM, Nantes, France, 2013.6.
- 2) **Kazuki Murata**, Masato Ohno, Tomoki Ikoma and Mitsuhiro Masuda, “A Fundamental Research on the Effects of a Floating Berth on Reduction of Tsunami Damages in a Harbor - Reduction Effects of the Breaking of Mooring Lines and Running on a Quay -,” Proceedings of the ASME 34th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering (OMAE’ 15), ASME, 41709, CD-ROM, St. John's, Canada, 2015.6.

(査読無 口頭)

- 3) **Kazuki Murata**, Koichi Masuda and Tomoki Ikoma, “A Study on the Responses of a floating body moored to floating pier in Tsunami,” Abstracts of PACON 2012, PACON International, pp.58, Hawaii, USA, 2012.12.
- 4) Koichi Masuda, Tomoki Ikoma, Seiki Chiba, Mikio Waki and **Kazuki Murata**, “A Fundamental Study on Electrical Generation Characteristics of a Floating Type Wave Energy Converter Dielectric Elastomer,” Proceedings of the International Symposium on Marine and Offshore Renewable Energy, The Japan Society of Naval Architects and Ocean Engineers (JASNAOE) and The Royal Institution of Naval Architects (RINA), Paper No. S8-4, CD-ROM, Tokyo, Japan, 2013.10.
- 5) **Kazuki Murata**, Koichi Masuda, Tomoki Ikoma, Yasuhiro Aida, Hiroaki Eto and Masato Ohno, ” A Study on the Effectiveness of Tsunami Countermeasure of the Vessel Using the Dolphin-Moored Floating Body by MPS Method,” Proceedings of the 2nd International Conference on Marine Technology (ICMT2014), pp.88-93, USB memory, Glasgow, UK, 2014.7.
- 6) Koichi Masuda, **Kazuki Murata**, Tomoki Ikoma and Takujiro Miyamoto, “A Fundamental Research of Tsunami Damage Control of Ships in a Harbor,” Abstracts of PACON 2014, PACON International, pp.47, Tokyo, Japan, 2014.8.
- 7) Koichi Masuda, **Kazuki Murata**, Tomoki Ikoma and Mitsuhiro Masuda, ”Numerical study on Reduction Effect of the Tsunami Damages of Vessels in Port Due to Mooring System with Floating Pier,” Proceedings of the 9th International Workshop on Ship and Marine Hydrodynamics, 6-2, USB memory, Glasgow, UK, 2015.8.

- 8) Yasuhiro Aida, **Kazuki Murata**, Koichi Masuda and Tomoki Ikoma, “Fundamental Research on Application of the MPS Method to Collision Evaluation Acting on Structures from Drifting Objects Caused by Tsunamis,” Proceedings of 3rd International Conference on Violent Flows (VF-2016), Paper No. ICVF2016-36, CD-ROM, Osaka, Japan, 2016.3.
- 9) **Kazuki Murata**, Koichi Masuda, Tomoki Ikoma and Hiroaki Eto, “A Fundamental Study on Application to Collision Analysis of Tsunami Drifting Ship by the MPS Method,” Proceedings of Techno-Ocean 2016, USB memory, pp.158-162, Kobe, Japan, 2016. 10.

■ 講演会論文

(査読有 口頭)

- 1) 増田光一, 居駒知樹, 樋口直人, 村田一城: MPS 法による津波中の岸壁係留された浮体式構造物の挙動特性に関する研究, 日本船舶海洋工学会講演会論文集, 第 14 号, 2012S-OS3-4, pp.65-68, CD-ROM, 神戸, 2012.5.
- 2) 増田光一, 居駒知樹, 住澤亮, 村田一城: 津波来襲時における港湾津波ハザードマップの開発に関する基礎的研究, 日本船舶海洋工学会講演会論文集, 第 14 号, 2012S-OS3-9, pp.77-80, CD-ROM, 神戸, 2012.5.
- 3) 村田一城, 樋口直人, 増田光一, 居駒知樹, 増田光弘: 浮棧橋に係留された船舶の津波中応答に関する基礎的研究, 日本沿岸域学会研究討論会 2012 講演概要集, No.25, 7-6, CD-ROM, 仙台, 2012.7.
- 4) 村田一城, 増田光一, 居駒知樹, 樋口直人, 相田康洋: 岸壁および浮棧橋に係留された浮体の津波中挙動に関する基礎的研究, 第 23 回海洋工学シンポジウム論文集, 日本海洋工学会・日本船舶海洋工学会, OES23-067, CD-ROM, 東京, 2012.8.
- 5) 村田一城, 増田光一, 居駒知樹: 個別要素法による係留浮体の津波中応答シミュレーションに関する基礎的研究 東京湾における浮体式海上医療支援基地の係留箇所の安全性の検討, 日本建築学会大会学術講演梗概集, A-2 分冊, pp.35-36, 海洋建築 10018, 名古屋, 2012.9.
- 6) 村田一城, 増田光一, 居駒知樹, 惠藤浩朗: 津波作用時の築山形状による津波遡上高に関する基礎的研究, 日本建築学会大会学術講演梗概集, A-2 分冊, pp.59-60, 海洋建築 10030, 北海道, 2013.9.
- 7) 惠藤浩朗, 佐藤千昭, 畔柳昭雄, 村田一城, 清水研, 居駒知樹, 増田光一, 小林昭男, 登川幸生, 坪井壘太郎, 丹正勝久, 木下浩作, 山口順子, 齋藤俊克, 高田昌子, 谷米温子: 浮体式災害時医療支援システムの実現性に関する基礎的検討 その 1. 河川を含む水域を活用した災害時医療支援システムの提案, 日本船舶海洋工学会講演会論文集, 第 17 号, 2013A-GS5-1, pp.101-104, CD-ROM, 神戸, 2013.11.
- 8) 惠藤浩朗, 佐藤千昭, 清水研, 村田一城, 居駒知樹, 増田光一: 浮体式海洋構造物の構造計画手法に関する基礎的研究 その 1. 大型石炭貯蔵浮体の隔壁配置に関する検討, 日本船舶海洋工学会講演会論文集, 第 17 号, 2013A-GS34-1, pp.481-484, CD-ROM, 神戸, 2013.11.
- 9) 村田一城, 増田光一, 居駒知樹, 千葉正毅, 和氣美紀夫: ドルフィン係留された浮体式誘電エラストマー波浪発電装置の発電性能に関する実験的研究, 第 57 回日本大学理工学部学術講演会予稿集, pp.713-714, J-54, CD-ROM, 東京, 2013.12.
- 10) 増田光一, 居駒知樹, 村田一城, 惠藤浩朗: MPS 法による津波中の浮体式棧橋に係留された

船舶の挙動特性に関する研究，第 24 回海洋工学シンポジウム論文集，日本海洋工学会・日本船舶海洋工学会，OES24-64，東京，2014.3.

- 11) 増田光一，居駒知樹，惠藤浩朗，村田一城，宮本卓次郎，大野正人：港湾における浮体式棧橋を用いた船舶の津波被害低減法に関する基礎的研究，日本船舶海洋工学会講演会論文集，第 18 号，2014S-GS14-2，pp.527-530，CD-ROM，仙台，2014.5.
- 12) 村田一城，増田光一，居駒知樹，惠藤浩朗：湾内における浮体式棧橋を用いた船舶・浮体の津波被害低減効果に関する基礎的研究，日本建築学会大会学術講演梗概集，pp.9-10，海洋建築 10005，神戸，2014.9.
- 13) 村田一城，増田光一，宮本卓次郎，村田浩隆，居駒知樹，惠藤浩朗：港湾内における作業船の津波被害低減手法に関する基礎的研究，第 25 回海洋工学シンポジウム論文集，日本海洋工学会・日本船舶海洋工学会，OES25-132，CD-ROM，東京，2015.8.
- 14) 村田一城，増田光一，居駒知樹，惠藤浩朗：湾内における緊急時海底係留索を用いた船舶・浮体の津波被害低減効果に関する基礎的研究，日本建築学会大会（関東），海洋建築 10028，pp.55-56，湘南，2015.9.
- 15) 増田光一，村田一城，宮本卓次郎，村田浩隆，居駒知樹，惠藤浩朗：津波来襲時における港湾内に係留された大型船舶の一連の被害特性に関する基礎的研究，船舶海洋工学会秋季講演会，第 21 号，ISSN 2185-1840，2015A-OS3-5，CD-ROM，東京，2015.11.
- 16) 松岡晃弘，居駒知樹，増田光一，惠藤浩朗，村田一城：MPS 法による沿岸域構造物に作用する津波漂流物の衝撃力と漂流挙動特性に関する研究 その 1 構造物規模に対する漂流速度変化の検討と FEMA 式による衝撃力評価港湾内における作業船の津波被害評価に関する基礎的研究，日本沿岸域学会研究討論会 2016 講演概要集，No.29，CD-ROM，2016.7.
- 17) 村田一城，居駒知樹，増田光一，相田康洋，惠藤浩朗，松岡晃弘：MPS 法による沿岸域構造物に作用する津波漂流物の衝撃力と漂流挙動特性に関する研究 その 2 仮想弾性境界と FEMA 式の適用性の評価に関する検討，日本沿岸域学会研究討論会 2016 講演概要集，No.29，CD-ROM，2016.7.
- 18) 村田一城，増田光一，居駒知樹：MPS 法による津波漂流物の衝突荷重シミュレーションに関する基礎的研究，船舶海洋工学会秋季講演会，第 23 号，ISSN 2185-1840，2016A-OS3-5，CD-ROM，岡山，2016.11.
- 19) 村田一城，増田光一，居駒知樹：粒子法による大型船舶の津波漂流挙動特性に関する基礎的研究，船舶海洋工学会秋季講演会，第 23 号，ISSN 2185-1840，2016A-OS3-6，CD-ROM，岡山，2016.11.

Appendix B 学歴・職歴

■ 学歴

平成 20 年 3 月 千葉県立磯辺高等学校 卒業
平成 20 年 4 月 日本大学工学部海洋建築工学科 入学
平成 24 年 3 月 日本大学工学部海洋建築工学科 卒業
平成 24 年 4 月 日本大学大学院理工学研究科博士前期課程海洋建築工学専攻 入学
平成 26 年 3 月 日本大学大学院理工学研究科博士前期課程海洋建築工学専攻 修了
平成 26 年 4 月 日本大学大学院理工学研究科博士後期課程海洋建築工学専攻 入学
平成 29 年 3 月 日本大学大学院理工学研究科博士後期課程海洋建築工学専攻 修了

■ 職歴

平成 26 年 4 月 国立研究開発法人 理化学研究所 主任研究員研究室 戒崎計算宇宙物理研究室 大学院生リサーチアソシエイト (JRA) 入所～現在に至る

Appendix C 受賞歴

■ 学 内

平成 26 年 3 月 日本大学大学院理工学科 海洋建築工学専攻 加藤賞：港湾内における浮体式
式栈橋を用いた船舶の津波被害低減法に関する基礎的研究

■ 学 外

平成 28 年 12 月 日本沿岸域学会 研究討論会優秀講演賞：MPS 法による沿岸域構造物に作用
する津波漂流物の衝撃力と漂流挙動特性に関する研究 その 2

