

# TUMSAT-OACIS Repository - Tokyo

University of Marine Science and Technology

(東京海洋大学)

粒子法を用いた振動水柱型波力発電装置の波浪中性  
能解析法の開発に関する研究

メタデータ	言語: jpn 出版者: 公開日: 2017-06-27 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 笹原, 裕太郎 メールアドレス: 所属:
URL	<a href="https://oacis.repo.nii.ac.jp/records/1447">https://oacis.repo.nii.ac.jp/records/1447</a>

博士学位論文

粒子法を用いた振動水柱型波力発電装置の波浪中性能解析法  
の開発に関する研究

平成 28 年度  
(2017 年 3 月)

東京海洋大学大学院  
海洋科学技術研究科  
応用環境システム学専攻

笹原 裕太郎

---

## 目次

<b>第 1 章 :</b>	<b>序 論</b>	<b>1</b>
1.1 節	研究背景	1
1.1.1 項	世界的なエネルギー問題	1
1.1.2 項	海洋再生可能エネルギー	2
1.1.3 項	OWC 型波力発電装置の可能性と課題	6
1.1.4 項	OWC 型波力発電装置の開発への数値シミュレーションの活用	8
1.2 節	研究目的	12
1.3 節	本論文の構成	12
	参考文献	13
<b>第 2 章 :</b>	<b>高精度気液二相流 MPS 法の開発</b>	<b>16</b>
2.1 節	本章概説	16
2.2 節	標準型 MPS 法	16
2.2.1 項	離散化手法	16
2.2.2 項	計算アルゴリズム	18
2.2.3 項	境界条件	20
2.2.4 項	気液二相流モデル	21
2.3 節	高精度気液二相流 MPS 法の開発	22
2.3.1 項	高精度化手法概要	22
2.3.2 項	圧力の Poisson 方程式の修正ソース項	23
2.3.3 項	高精度勾配モデル	24
2.3.4 項	高精度発散モデル	25
2.3.5 項	高精度外気圧モデル	25
2.4 節	高精度気液二相流 MPS 法の計算精度に関する検証計算	30
2.4.1 項	静的問題	30
2.4.2 項	動的問題	35
2.5 節	結語	41
	参考文献	42

<b>第 3 章 :</b>	<b>振動水柱型波力発電装置の波浪中性能解析のための</b>	
	<b>高精度気液二相流 MPS 法の拡張</b>	<b>44</b>
3.1 節	本章概説	44
3.2 節	岸壁設置型 OWC 型波力発電装置の一発大波中応答解析	44
3.2.1 項	計算概要	44
3.2.2 項	入射波条件	47
3.2.3 項	結果および考察	49
3.2.4 項	本手法の有効性と拡張の必要性	55
3.3 節	空気室内応答の高精度化および高効率化手法	56
3.3.1 項	ノズル境界条件	56
3.3.2 項	自由表面判定条件の修正および負圧の考慮	58
3.4 節	改良手法の妥当性の検討	59
3.4.1 項	バックステップ流れによる改良手法の妥当性の検討	59
3.4.2 項	空気室内応答再現計算による改良手法の有効性の確認	66
3.4.3 項	ベンリュリ管再現計算による気液界面相互作用の妥当性の検討	71
3.5 節	結語	78
	参考文献	79
<b>第 4 章 :</b>	<b>振動水柱型波力発電装置の波浪中性能解析への適用性の検討</b>	<b>81</b>
4.1 節	本章概説	81
4.2 節	固定式 OWC 型振動水柱型波力発電装置の波浪中応答解析	81
4.2.1 項	計算概要	81
4.2.2 項	結果考察	83
4.3 節	結語	104
	参考文献	105
<b>第 5 章 :</b>	<b>結 論</b>	<b>106</b>

---

## List of figures

Fig. 1-1 Wave energy technologies.	3
Fig. 1-2 Overview of an OWC type wave energy converter.	4
Fig. 1-3 Oscillating water column type wave energy converters (left: LIMPET, right: Mighty Whale).	5
Fig. 1-4 Oscillating bodies type wave energy converters (left: point absorber by MES, right: Pelamis).	6
Fig. 1-5 Overtopping type wave energy converter.	7
Fig. 2-2-1 Computational algorithm of incompressible fluid.	19
Fig. 2-2-2 Free surface boundary.	20
Fig. 2-2-3 Wall boundary.	21
Fig. 2-4-1 Numerical calculation system for static pressure.	31
Fig. 2-4-2 Comparison of vertical displacement at $H_{AIR}=0.4$ m (left: Spatial average, right: Standard deviation).	33
Fig. 2-4-3 Comparison of air pressure at $H_{AIR}=0.4$ m (left: Spatial average, right: Standard deviation).	33
Fig. 2-4-4 Comparison of vertical displacement at $H_{AIR}=1.0$ m (left: Spatial average, right: Standard deviation).	34
Fig. 2-4-5 Comparison of air pressure at $H_{AIR}=1.0$ m (left: Spatial average, right: Standard deviation).	34
Fig. 2-4-6 Non-dimensional vertical displacement to air phase height.	34
Fig. 2-4-7 Non-dimensional air pressure to air phase height.	35
Fig. 2-4-8 Numerical setup system for 2-dimensional dam break problem.	36
Fig. 2-4-9 Analysis system for top position of the dam break problem.	36
Fig. 2-4-10 Snapshot at 0.3 s of numerical result by the traditional method.	37
Fig. 2-4-11 Snapshot at 0.53 s of numerical result by the traditional method.	38
Fig. 2-4-12 Snapshot at 0.3 s of numerical result by the present method.	39
Fig. 2-4-13 Snapshot at 0.7 s of numerical result by the present method.	39
Fig. 2-4-14 Snapshot at 0.9 s of numerical result by the present method.	40
Fig. 2-4-15 Snapshot at 1.1 s of numerical result by the present method.	40
Fig. 2-4-16 Leading edge position.	41
Fig. 3-2-1 Main dimensions of the OWC model geometry.	45
Fig. 3-2-2 Dimension of numerical wave tank of “Case 1”.	45

Fig. 3-2-3 Dimension of numerical wave tank of “Case 2”.	46
Fig. 3-2-4 Water level of incident waves.	47
Fig. 3-2-5 Breaking wave shape of Case 1 at 3.35s.	48
Fig. 3-2-6 Breaking wave shape of Case 2 at 3.35s.	48
Fig. 3-2-7 Spray form at 5.27s (left: Case 1, right: Case 2).	49
Fig. 3-2-8 Horizontal wave load acting to the structure.	49
Fig. 3-2-9 Pressure distribution at 4.15 s of Case 1.	51
Fig. 3-2-10 Pressure distribution at 4.2 s of Case 2.	51
Fig. 3-2-11 Pressure distribution at 5.18 s of Case 1.	52
Fig. 3-2-12 Pressure distribution at 5.18 s of Case 2.	52
Fig. 3-2-13 Air pressure and water level in the chamber.	52
Fig. 3-2-14 Pressure distribution of Case 1 at 4.92s.	53
Fig. 3-2-15 Pressure distribution of Case 1 at 5.99s.	53
Fig. 3-2-16 Void space in the air chamber.	53
Fig. 3-3-1 Schematic diagram of the nozzle boundary.	58
Fig. 3-4-1 Schematic diagram for backward facing step flow simulation.	60
Fig. 3-4-2 Absolute velocity distribution at 7.0 s ( $x/10=5$ ).	63
Fig. 3-4-3 Absolute velocity distribution at 7.0 s ( $x/10=10$ ).	63
Fig. 3-4-4 Absolute velocity distribution at 7.0 s ( $x/10=20$ ).	63
Fig. 3-4-5 Vorticity distribution at 7.0 s ( $x/10=5$ ).	64
Fig. 3-4-6 Vorticity distribution at 7.0 s ( $x/10=10$ ).	64
Fig. 3-4-7 Vorticity distribution at 7.0 s ( $x/10=20$ ).	64
Fig. 3-4-8 Non-dimensional reattachment distance.	65
Fig. 3-4-9 Horizontal velocity distribution at 7.0 s.	65
Fig. 3-4-10 Horizontal velocity distribution of the experiment by Ito et al.	65
Fig. 3-4-11 Horizontal velocity distribution of the simulation by Morinishi et al.	66
Fig. 3-4-12 Numerical air chamber for the forced oscillation problem.	66
Fig. 3-4-13 Snapshots of numerical results by TF-MPS-HDG-SII.	69
Fig. 3-2-14 Snapshots of numerical results by Ex-TF-MPS-HDG-SII.	70
Fig. 3-4-15 Comparison of air pressure at the ceiling of the air chamber.	71
Fig. 3-4-16 Comparison of air pressure at the ceiling of the air chamber.	71
Fig. 3-4-17 Numerical Venturi pipe.	72
Fig. 3-4-18 Time history of difference water level.	74
Fig. 3-4-19 Snapshot by air pressure contour at 8.0 s (Added pressure:100 Pa).	74
Fig. 3-4-20 Snapshot by air pressure contour at 8.0 s (Added pressure:500 Pa).	75
Fig. 3-4-21 Snapshot by air pressure contour at 8.0 s (Added pressure:1000 Pa).	75

Fig. 3-4-22 Snapshot by air pressure contour at 8.0 s (Added pressure:1500 Pa).	76
Fig. 3-4-23 Air pressure correlation between 8.0 s and 10.0 s (Added pressure:100 Pa).	76
Fig. 3-4-24 Air pressure correlation between 8.0 s and 10.0 s (Added pressure:500 Pa).	77
Fig. 3-4-25 Air pressure correlation between 8.0 s and 10.0 s (Added pressure:1000 Pa).	77
Fig. 3-4-26 Air pressure correlation between 8.0 s and 10.0 s (Added pressure:1500 Pa).	78
Fig. 4-2-1 Numerical wave tank for the OWC type WEC analysis in regular waves.	83
Fig. 4-2-2 Measuring points in the air chamber.	83
Fig. 4-2-3 Snapshots of the OWC type WEC simulation ( $T=1.15$ s, $H=0.20$ m).	86
Fig. 4-2-4 Time histories of water level around the air chamber ( $T=1.15$ s, $H=0.20$ m).	87
Fig. 4-2-5 Time histories of air pressure in the air chamber ( $T=1.15$ s, $H=0.20$ m).	87
Fig. 4-2-6 Time histories of water level around the air chamber ( $T=1.15$ s, $H=0.05$ m).	88
Fig. 4-2-7 Time histories of air pressure in the air chamber ( $T=1.15$ s, $H=0.05$ m).	88
Fig. 4-2-8 Time histories of water level around the air chamber ( $T=1.15$ s, $H=0.10$ m).	89
Fig. 4-2-9 Time histories of air pressure in the air chamber ( $T=1.15$ s, $H=0.10$ m).	89
Fig. 4-2-10 Time histories of water level around the air chamber ( $T=1.15$ s, $H=0.15$ m).	90
Fig. 4-2-11 Time histories of air pressure in the air chamber ( $T=1.15$ s, $H=0.15$ m).	90
Fig. 4-2-12 Time histories of water level around the air chamber ( $T=1.50$ s, $H=0.05$ m).	91
Fig. 4-2-13 Time histories of air pressure in the air chamber ( $T=1.50$ s, $H=0.05$ m).	91
Fig. 4-2-14 Time histories of water level around the air chamber ( $T=1.50$ s, $H=0.10$ m).	92
Fig. 4-2-15 Time histories of air pressure in the air chamber ( $T=1.50$ s, $H=0.10$ m).	92
Fig. 4-2-16 Time histories of water level around the air chamber ( $T=1.50$ s, $H=0.15$ m).	93
Fig. 4-2-17 Time histories of air pressure in the air chamber ( $T=1.50$ s, $H=0.15$ m).	93
Fig. 4-2-18 Time histories of water level around the air chamber ( $T=1.50$ s, $H=0.20$ m).	94
Fig. 4-2-19 Time histories of air pressure in the air chamber ( $T=1.50$ s, $H=0.20$ m).	94
Fig. 4-2-20 Time histories of water level around the air chamber ( $T=2.00$ s, $H=0.05$ m).	95
Fig. 4-2-21 Time histories of air pressure in the air chamber ( $T=2.00$ s, $H=0.05$ m).	95
Fig. 4-2-22 Time histories of water level around the air chamber ( $T=2.00$ s, $H=0.10$ m).	96
Fig. 4-2-23 Time histories of air pressure in the air chamber ( $T=2.00$ s, $H=0.10$ m).	96
Fig. 4-2-24 Time histories of water level around the air chamber ( $T=1.50$ s, $H=0.15$ m).	97
Fig. 4-2-25 Time histories of air pressure in the air chamber ( $T=2.00$ s, $H=0.15$ m).	97
Fig. 4-2-26 Time histories of water level around the air chamber ( $T=1.50$ s, $H=0.20$ m).	98
Fig. 4-2-27 Time histories of air pressure in the air chamber ( $T=2.00$ s, $H=0.20$ m).	98
Fig. 4-2-28 Non-dimensional water level in the chamber.	101
Fig. 4-2-29 Non-dimensional positive direction pressure in the chamber.	102
Fig. 4-2-30 Non-dimensional negative direction pressure in the chamber.	103

---

## List of tables

Table 2-4-1. Calculation condition for the static problem.	31
Table 2-4-2. Calculation condition for the dynamic problem.	36
Table 3-2-1 Calculation condition at model scale.	46
Table 3-4-1 Calculation condition for the backward-facing step flow.	61
Table 3-4-2 Calculation condition for the air chamber analysis.	67
Table 3-4-3 Calculation conditions for Venturi pipe simulation.	72
Table 4-2-1 Calculation conditions for the OWC type WEC analysis in regular waves.	82



# 第1章：序論

## 1.1 研究背景

### 1.1.1 世界的なエネルギー問題

近代以降の人類社会の世界的な経済成長は、石油・天然ガス・石炭といった化石エネルギー資源の利活用による恩恵が非常に大きい。しかしながら、同時に人為的な化石エネルギー資源の大量消費は二酸化炭素の大気中への大量排出につながり、地球温暖化の主要因として確実視されている<sup>(1)</sup>。地球温暖化は人類のみならず地球規模の生態系の存続基盤を脅かす深刻な問題であり、人類社会の持続的な発展のためには、低炭素化社会や循環型社会を包括する持続可能な社会を実現させなければならない。そのため、低炭素化社会の推進に向けた世界規模の取り組みである気候変動に関する国際連合枠組条約の発効に基づき、世界各地で温室効果ガスを削減するための政策が実施されており、OECD (Organisation for Economic Co-operation and Development：経済協力開発機構)加盟国では燃料燃焼に起因する二酸化炭素排出量は全体的に減少傾向にある<sup>(2)</sup>。一方で、世界全体での二酸化炭素排出量は増加傾向にあり、これはアジアやアフリカにおける開発途上国が経済発展に伴い化石エネルギー資源を大量に消費していることに起因している。今後、世界全体での二酸化炭素排出量削減を推進させるためには、開発途上国において化石エネルギー資源の利用を抑えるための効率的なエネルギー利用法や化石エネルギー資源に頼らない再生可能エネルギー利用技術に関する技術提供を先進諸国が先導して行っていく必要がある。

そのような状況の中で、我が国は東日本大震災および東京電力福島第一原子力発電所事故の影響による全国の原子力発電所の停止により国内一次エネルギー供給における化石エネルギー資源消費が2013年度まで4年連続で増加<sup>(3)</sup>していた。2014年度には化石エネルギー資源の消費量は減少傾向に転じたものの、国内一次エネルギー供給に占める化石エネルギー資源の割合は94.7%<sup>(4)</sup>でイスラエルの96.7%<sup>(4)</sup>についてワースト2位である。COP21において採択された新たな国際的な法的枠組となるパリ協定に先立ち日本国政府が提出したINDC (Intended Nationally Determined Contributions: 各国が自主的に決定する約束草案)では2020年以降の削減目標として二酸化炭素の排出量を2030年度に2013年度比で-25%としている<sup>(5)</sup>。そのため、我が国においてはより一層の脱化石エネルギー資源に向けた政策を実行する必要がある。さらに、我が国のエネルギー事情において深刻な問題がエネルギー自給率の低さである。2014年度エネルギーバランスフローにおける最終エネルギー消費に対する海外輸入量が99.2%<sup>(6)</sup>と海外からの輸入に大きく依存している我が国では、エネルギー自給率はわずかに6%<sup>(7)</sup>でありOECD加盟国ではルクセンブルクの4%<sup>(7)</sup>に次ぐ極めて低い水準である。これらのことから、近年のめまぐるしく変化する国際的なエネルギー情勢の中で我が国のエネルギー安全保障を強化するためには自国内でのエネル

ギー資源の生産が不可欠である。さらに前述の低炭素社会の創出による地球温暖化対策も鑑みて、我が国の自給可能かつ環境負荷の小さいエネルギーの安定的な供給を図るために注目されているのが再生可能エネルギーである。

再生可能エネルギーとは「太陽光、風力その他非化石エネルギー源のうち、エネルギー源として永続的に利用することができるものとして政令で定めるもの」と定義されており<sup>(8)</sup>、太陽光、風力、水力、地熱、太陽熱、空気熱、水を熱源とする熱、雪氷熱、バイオマス、地中熱といったものが政令で定義<sup>(9)(10)</sup>されている。現在では、上述のエネルギー源に加え技術開発段階である海洋再生可能エネルギーも含めて再生可能エネルギーとする見方が一般的である。再生可能エネルギーの中でも高いポテンシャルを持ち、我が国のエネルギー自給率の向上に大きく貢献する可能性のあるものが、海洋再生可能エネルギーである。

### 1.1.2 海洋再生可能エネルギー

我が国の国土面積は 377,970 km<sup>2</sup><sup>(11)</sup>で世界第 62 位<sup>(12)</sup>（ただし、南極大陸を除く）である一方、排他的経済水域と領海を含めた海域の総面積は 4,479,798 km<sup>2</sup> で世界第 6 位<sup>(13)</sup>となる。この広大な海域には在来型資源である石油・天然ガスや非在来型資源であるメタンハイドレート、さらに海底熱水鉱床に代表される海底鉱物資源といった多様な資源の存在が確認されており、その探査・生産のための研究開発が進められている<sup>(14)</sup>。海洋に賦存するエネルギー資源は上述の枯渇性資源だけではなく、洋上風力、海流・潮流、波、海洋温度差、潮汐、太陽光といった再生可能エネルギー資源も含まれる。四面を海に囲まれた我が国における海洋再生可能エネルギーのもつ原始資源量は約 21.6 億 kW（別に海洋温度差の原始資源量は約 9 億 kWth）<sup>(15)(16)</sup>であり、仮に全原始資源量を利用できる場合には 2014 年度の発電設備容量である 2.5 億 kW を大きく上回ることになる。このうち、自然要因や社会的条件を考慮したエネルギー量である導入ポテンシャルは約 15.1 億 kW と試算されているが、このうちの約 15.0 億 kW は洋上風力によるものであり、例えば波力は約 1.9 億 kW の原始資源量に対し導入ポテンシャルは約 500 万 kW となる。この点を見ると洋上風力以外の海洋再生可能エネルギーを利用した発電の経済的な商用化への道のりが遠いと感じられるが、エネルギーの安定供給、経済性、環境保全を連立させ我が国のエネルギー安全保障を強化させるためには、電源構成の多様化が重要であり、特に純国産のエネルギー資源となり得る膨大な海洋再生可能エネルギーを効率的かつ低コストで運用する技術を開発することは極めて重要である。平成 25 年に閣議決定された第二次海洋基本計画内でも波力等の海洋エネルギーについて、「海洋エネルギー（波力、潮流、海流、海洋温度差等）を活用した発電技術として、40 円/kWh の達成を目標とする実機を開発するとともに、さらなる発電コストの低減を目指すため、革新的な技術シーズの育成、発電システムの開発、実証研究等、多角的に技術研究開発を実施する」との記載があることから、海洋再生可能エネルギーの実用化・事業化の促進が日本国の発展のための重要な政策として認められていることがわかる。本研究では、海洋再生可能エネルギーの中でも我が国で 30 年以上にわたる技術開発の歴史がある波力エネルギーに着目する。

波力エネルギーには他の再生可能エネルギーと比較して次の様な三点の利点があるといえられる。まず、エネルギー密度が高いことである。波力エネルギーは、太陽活動により生じた風の運動エネルギーが海洋表面で変換されて生じるが、このときにエネルギーの空間密度が高められる。単位が異なるので間接的な比較になるが、太陽光のエネルギー密度が  $1 \text{ kW/m}^2$ <sup>(17)</sup> であるのに対して、波力エネルギーは海岸からの距離にもよるが概ね  $7\text{-}20 \text{ kW/m}^2$ <sup>(16)</sup> である。また、波力エネルギーは伝播に伴うエネルギー損失が小さいことも特徴である。例えば、一般的に土用波として知られる遠方海域で発生した台風による大波高波浪起源の長周期うねりがあり、時には  $50 \text{ km/h}$  もの速度で数千  $\text{km}$  も水波の持つ運動エネルギーと位置エネルギーを保持したまま伝播する場合がある。さらに、波力発電装置の活用は海洋空間の有効的な利用を可能とする。波力エネルギーを吸収し発電を行う波力発電の特性上、浮体式または固定式を問わず、発電装置の波下側には静穏海域が創出されることになる。これにより、沿岸域または外洋における養殖業や海上インフラの設置等といった国土の小さい我が国において将来的に必要不可欠である海洋空間の有効的な活用が可能となる。

波力エネルギーを利用した発電装置である波力発電装置は約 40 種類という非常に多くの発電コンセプトが提案されており<sup>(18)</sup>、日本や欧米を中心として 1000 件以上の特許申請がなされている<sup>(19)</sup>ものの、Fig. 1-1 に示すように大きく振動水柱型、可動物体型、越波型の3種類の発電形式に分類することができる。各形式の概要について以下で述べる。

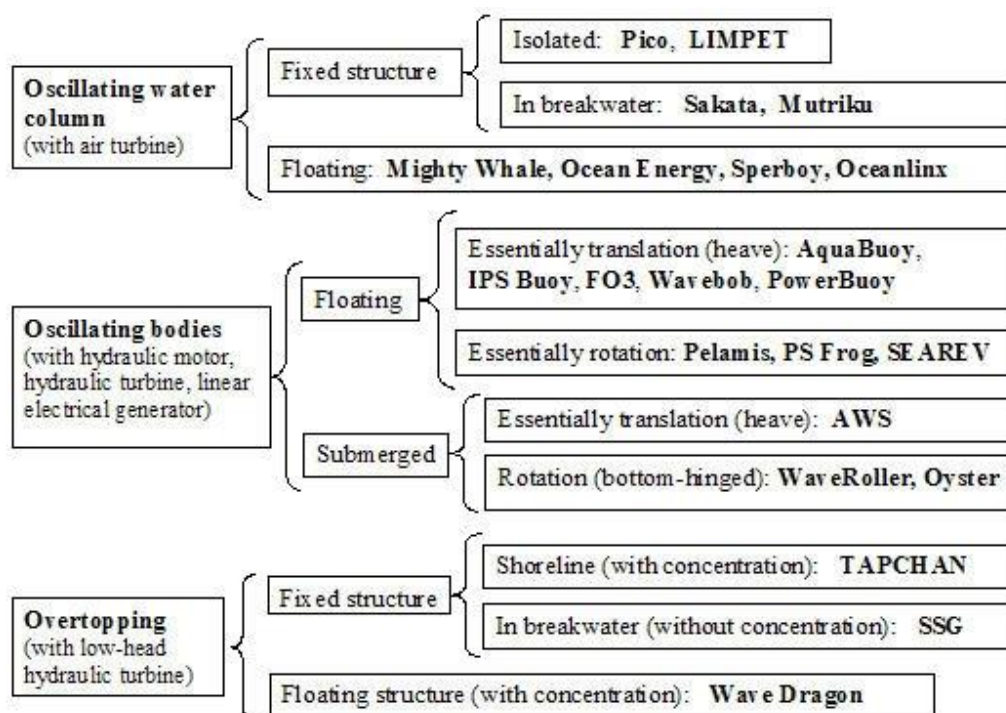


Fig. 1-1 Wave energy technologies. (出典：OES ホームページ)

## (1) 振動水柱型

振動水柱型は一般的に OWC(Oscillating Water Column)型波力発電装置と呼ばれる。Fig. 1-2 に示すように空気室と空気タービンから構成され、空気室への波の入射に伴う空気室内の水面変動が空気室内空気を圧縮膨張させることにより生じる往復空気流が空気タービンを駆動させる。空気室を介した波エネルギーから空気エネルギーへの変換効率を一次変換効率、空気タービンを介した空気エネルギーから電力エネルギーへの変換効率を二次変換効率と呼ぶ。OWC 型波力発電装置は没水部に可動部が無く構造が簡素であり、台風等による異常海象下でも空気室の安全弁開放により空気室内空気圧力の異常変動を回避することができるため、より安全な形式として認識されている。

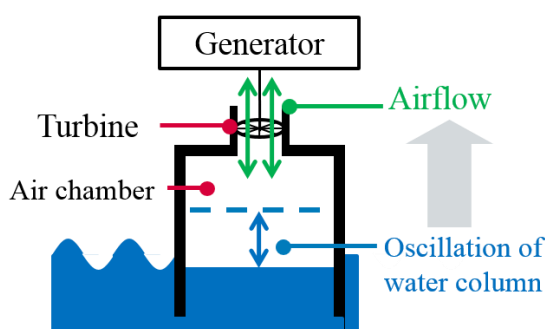


Fig. 1-2 Overview of an OWC type wave energy converter.

世界で初めて商用化に至った波力発電装置は OWC 型波力発電装置であり、1965 年に日本の海上保安庁で採用された益田式航路標識ブイ<sup>(20)</sup>を開発した益田善雄氏は「波力発電の父」として国内外で有名である。OWC 型波力発電装置の実海域実験機として有名なものは、連合王国スコットランドのアイラ島 (Islay) にて世界初の商用発電が実施された LIMPET<sup>(21)</sup>や 1998 年から 2002 年にわたり三重県五ヶ所湾の湾口で実海域実験が行われた沖合浮体波力装置「マイティーホエール」<sup>(22)</sup>といったものがある。Fig. 1-3 に LIMPET およびマイティーホエールの外観を示す。



Fig. 1-3 Oscillating water column type wave energy converters (left: LIMPET, right: Mighty Whale). (出典: LIMPET 報告書<sup>(21)</sup>および JAMSTEC ホームページ)

(2) 可動物体型

可動物体型波力発電装置は、可動物体（主として浮力体や没水体）を介して波による水位変動を機械的エネルギー等に変換して発電するシステムである。他の方式と比較するとタービンを駆動させる流体が装置外部と交わることがなく、多くの場合において他の方式よりも高い効率を出すことができる。開発例としては、前村ら<sup>(23)</sup>による波に合わせて上下する浮力体がラックおよびピニオンを介して発電機を駆動させる方式や、Pelamis Wave Power Ltd<sup>(24)</sup>による複数個連結された円筒形浮体の連結部にシリンダーポンプと油圧変速機により、浮体間の相対運動を回転運動に変換させる方式が挙げられる。両発電装置の外観を Fig. 1-2 に示す。



Fig. 1-4 Oscillating bodies type wave energy converters (left: point absorber by MES, right: Pelamis). (出典：三井造船昭島研究所ホームページおよび EMEC ホームページ)

(3) 越波型

越波型波力発電装置は、入射波を装置上の貯水部等へ越波させる。この時生じる貯水面と海面との間で生じる位置エネルギーを利用して、貯水部からの排水時に排水部に設置しているタービンを駆動させる方式である。開発例としては、デンマークの Wave Dragon Aps.社が開発した浮体式越波型波力発電装置である Wave Dragon<sup>(25)</sup>や田中らが研究を進めている沿岸設置型がある。Fig. 1-5 に Wave Dragon の外観を示す。



Fig. 1-5 Overtopping type wave energy converter. (出典：Wave Dragon Aps. 社ホームページ)

### 1.1.3 OWC 型波力発電装置の可能性と課題

本研究では、前項で紹介した波力発電装置の各形式の中で OWC 型波力発電装置に着目した。これは、OWC 型波力発電装置の持つ特性が我が国で運用する上で高い親和性をもつと考えたためである。OWC 型波力発電装置の利点を整理した上で以下に再掲する。

#### (1) 構造が簡素であり没水部に駆動部が無い

これは、運用および保守の面で他の方式と比較すると強力な利点であることがわかる。波力発電の他の方式または他の海洋再生可能エネルギーと比較すると、多くの形式ではタービン等の駆動部が没水体の内部または海面からかなり高い位置に設置している場合が多い。そのため、駆動部の保守を行う場合には没水している駆動部の作業船上等への揚収や、大型のクレーン船を使用した高所作業が必要となる。その場合、作業要員の安全を確保するために大きなコストを払う必要があり、悪天候に起因する保守の中止の閾値も低くなる。対して、OWC 型波力発電装置の場合、固定式または浮体式にかかわらず駆動部の位置はおおむね喫水線上たかだか数 m であることから、保守にかかるコストを抑えることができると考えられる。

#### (2) 台風等への対策が容易

上述の通り、OWC 型波力発電装置は波エネルギーを、空気室を介して往復空気流へ変換して空気タービンを駆動させる。これは、荒天下等での大波高波浪による異常波圧が直接タービンへ作用するのを防ぐ役割も持っている。つまり、空気室内空気が入射波圧の急激な変化を緩和するということである。また、空気室内空気が急激に圧縮され、空気流からタービンの保護をする必要が生じた場合でも空気室の安全弁を開放することで空気室内圧力を下げる事ができる。これらの要因から OWC 型波力発電装置は世界的に安全な型式として認識されており、波力発電装置全般に関するレビューを行っている論文では記述されている場合が多い<sup>(26)(27)(28)</sup>。

台風が毎年複数個来襲する我が国では、異常気象海象下での装置の安全性の確保が重要視されることから、波浪に対する安全性の高い OWC 型波力発電装置の利点と我が国のニーズが合致すると考えられる。小島ら<sup>(29)</sup>は岸壁設置式 OWC 型波力発電装置の設計開発に関して実験的および理論的に統計的な検討を行っている。近年では、永田ら<sup>(30)</sup>による高効率浮体式 OWC 型波力発電装置である後ろ曲げダクトブイ (Backward Bend Duct Buoy: BBDB) や、木原<sup>(31)</sup>によるプロジェクトングウォールと呼ばれる集波機構付きの既存堤防に付加する型式の OWC 型波力発電装置のシステム設計法の提案が行われている。

一方で、OWC 型波力発電装置を我が国で実用化するにあたっては依然として課題も存在する。上記 LIMET やマイティーホエールに加え、岸壁設置型であるスペインの Mutriku 波力発電所<sup>(32)</sup>やポルトガルのピコ島での OWC PICO Power Plant<sup>(33)</sup>といった商用発電または実海域実験へ到達した例もあるが、多くの場合は研究機関における水槽実験レベルにと

どまっている。OWC 型波力発電装置は、ロバスト性のある再生可能エネルギー発電装置である一方、全体としての発電性能は他の形式と比較して低いという課題点があり、水槽実験段階で商用発電に耐えうる発電効率が記録できない場合もある。今後、高効率な OWC 型波力発電装置の設計開発を行う上で課題となっていると考えられる点を以下に2つ挙げる。

#### ① スケール影響の再現が困難

一般的に、波力発電装置に限らず海洋構造物の開発に際しては、水槽実験、プロトタイプ実証実験、実機実海域実験の順に装置の絶対的なサイズが大きくなっていく。OWC 型波力発電装置の開発で重要な評価基準は発電量であることから水槽実験では特に空気ダクト部での往復空気流の再現が重要となる。つまり水槽実験により実機スケールの結果を高精度に推定する場合にはレイノルズの相似則を満たす必要があり、空気室の内部水柱の運動に関してもレイノルズの相似則を適用することが望ましい。しかしながら、重力の影響を受ける水波および空気室内水柱の運動に関してはレイノルズの相似則と同時にフルードの相似則を満たす必要があり、通常レイノルズの相似則を満足させる実験条件を与えることは極めて困難であることから、海洋構造物の水槽実験での一般的な手法にのっとり、フルードの相似則を満足させた縮尺模型を作成することになる。つまり、水槽実験により計測された空気流に関するデータはそのままでは実スケール時の発電量予測にはならず、何らかの外挿的な手法を介することになる。水槽実験からプロトタイプ模型へのスケールアップによる空気流の縮尺影響（粘性や圧縮性）による流動状態の変化は報告されており<sup>(34)</sup>、設計開発の上流段階である程度良好に実スケールにおける発電性能を推定できる手法が求められている。

#### ② 形状開発にかかるパラメータの多さ

OWC 型波力発電装置の発電効率を向上させることを考えると、改良対象としては、空気室、空気ダクト、空気タービンといった基本的な要素に加え、集波構造、構造体前面の形状や浮体式の場合には係留システムといった付加的な要素がある。各要素だけでも多くの設計パラメータがあるため、総合的な最適形状の開発には膨大な設計パラメータの中から最適な組み合わせを見つけ出さなければならない。水槽実験のように実際に供試模型を作成する方法では単位期間あたりに検討できる設計パラメータの組み合わせは限定的なものになる。また、多くの模型を作成する場合にはその分多くの費用および時間が必要となるため、効率的な開発の妨げとなる。

近年では、上記の問題の解決を図るために数値流体力学による数値シミュレーションの活用が試みられている。本研究においても、同様のアプローチにより OWC 型波力発電装置の実用化への貢献を図る。

### 1.1.4 OWC 型波力発電装置の開発への数値シミュレーションの活用

数値流体力学(Computational Fluid Dynamics: CFD)に基づく数値シミュレーションは、流体運動を記述する偏微分方程式を代数方程式へ空間的、時間的に離散化し、計算機の持つ強力な反復計算機能により計算機上で流体運動を仮想的に再現するものである。近年では、船舶の製造工程において、船舶形状や構造の最適化および効率化や物理実験にかかるコスト削減を目的として CFD を用いた船体周りの流れ場や船体強度の解析を生産の支援に利用することは一般的になっている。CFD を用いることで、設計パラメータの異なる試作品の性能予測を、試作品を実際に作成せずに行えるようになり、従来では予測困難であった複雑形状の性能予測も実施できるようになった。また、数値シミュレーションでは供試模型の大きさに計算条件の制約以外では制限が無い場合、実物大での性能予測も可能となる。さらに、模型実験では計測器を設置した場所でしか物理量の計測ができないが、CFD の場合には基本的に計算領域の任意の点、任意の時刻において物理量を観測し空間全体の物理量分布を可視化することができる。船舶設計の例では、船体周りの流線の表示や渦分布といった水槽実験では計測が非常に困難な物理現象に対しても CFD では容易に計測することができる。このいわゆる CAE (Computer Aided Engineering)よばれる CFD を利用した製品の設計、製造ならびに工程設計の事前検討支援は、船舶海洋工学分野に限らず、航空機や自動車、土木および建築、さらには化学といった多様な分野で用いられており、生産工程におけるコストの削減およびリードタイムの圧縮に大きく貢献している。

前項で挙げた OWC 型波力発電装置の開発における課題点の解決に際して、上述の CFD の利点である、実スケールでの数値実験が可能、模型形状の変更が容易かつ複雑形状の表現も可能という点を有効に活用することができる。OWC 型波力発電装置の性能解析に用いられる CFD 手法としては、大きく 3 種類に分けることができる。以下で各種類について先行研究の紹介も含めて記述する。

#### (1) 線形理論ベース CFD

CFD 手法としては最も伝統的な手法であり、水波および解析対象の運動の振幅が微小であると仮定する微小振幅波理論に基づく速度ポテンシャル問題を解く手法が一般的である。代表的な手法としては、境界要素法や特異点分布法が挙げられる。両手法ともに流れ場の再現の際に、解析対象の境界面上のみに未知数が分布する境界積分方程式に離散化することで、計算上で扱う次元を一つ小さくすることができる。そのため、後述の 2 つの手法と比較して入力データや計算時間、記憶容量といった計算コストを省力化できるため、時間領域および周波数領域における定量的な検討を高速に出力できるといった特徴がある。先行研究の例としては、宮崎ら<sup>(35)</sup>による 3 次元特異点分布法を用いた浮体式 OWC 型波力発電装置の性能解析や、高次境界要素法の商用プログラムの一つである WAMIT Inc.社による WAMIT®を用いた Bingham et al.<sup>(36)</sup>や Kelly et al.<sup>(37)</sup>が挙げられる。これらの線形理論ベース CFD では空気ダクト部の空気流量の 2 乗に比例する空気室内圧力の推定について空気室内水柱の運動が微小であると仮定して



等価線形化する近似手法が取り入れられている。一方で、その理論展開の性質上、流れ場は理想流体として扱われるため、特に空気室開口部付近での渦放出を表現することができず実験結果との誤差につながる場合がある。また、運動が線形かつ微小という仮定のため、例えば空気室内水柱の共振のような運動振幅が大きくなる周波数帯において線形近似の適用範囲からはずれることで誤差が大きくなる傾向がある。さらに、構造体の安全性推定に必要な極限条件での応答解析ができないといった問題点もある。

## (2) メッシュベース CFD

メッシュベース CFD は粘性流体の支配方程式である Navier-Stokes 方程式を離散化し、格子状に分割された計算領域に未知数を分布させ離散化された支配方程式を数値的に解く手法である。その汎用性の高さにより、おそらく現在(2016年12月現在)で最も多くの理学および工学分野で用いられている手法であり、CAEのための商用ソフトも数多くリリースされている。メッシュベース CFD の代表例としては有限要素法や有限体積法、有限差分法が挙げられる。OWC 型波力発電装置の性能解析へ用いられるメッシュベース CFD は気液二相流の自由表面流れを扱える VOF (Volume of Fluid)法の適用例が多い。VOF 法は、メッシュ分割された計算領域の各メッシュ要素に占める各相の体積率を定義し、この輸送方程式を解く手法である。既存研究として商用または公開ソースコードを用いた例が多く、OpenFoam®を利用した今井ら<sup>(38)</sup>や Iturrioz et al.<sup>(39)</sup>、港湾空港技術研究所の CADMAS-SURF®を用いた田中ら<sup>(40)</sup>の例があげられる。メッシュベース CFD の場合、粘性流体を扱えることから線形理論ベース CFD で再現できなかった開口部付近での渦放出や空気流れといった現象についても解析検討が可能となっている。欠点としては、計算精度に多大な影響を与える計算領域を再現した格子生成に多大なコストが生じる点である。ここでいうコストとは、非常に煩雑な作業が必要となる格子生成に対して、高額な格子生成ソフトウェアを購入する場合の金銭的なコスト、または特別なソフトウェアを用いずに手作業で格子点を生成する場合の時間的なコスト、もしくは格子生成に豊富なノウハウを持つ人材を用意、育成するための人的なコストを指す。この格子生成に必要な膨大なコストは個人または機関において CFD を新規導入する際の大きな障害となっていると考えられる。また、計算領域が格子分割されていることから構造の大変形や砕波現象のような物質のトポロジー変化を伴うような強非線形現象に対しては格子形状が破綻により計算が発散してしまう。そのため、メッシュベース CFD の場合も OWC 型波力発電装置の性能解析において有効な点は多くあるものの、極限状態のように構造体の損壊や、空気室内部および構造体近傍での砕波や越波を再現することが困難であるという欠点も存在する。

## (3) メッシュフリーCFD

メッシュフリーCFD はその名の通り計算格子を用いずに連続体解析を行う手法である。エレメントフリーガラーキン法(Element-free Galerkin Method: EFGM)<sup>(41)</sup>や、離散要素法(Diffuse Element Method: DEM)<sup>(42)</sup>のように、偏微分方程式を移動最小二乗法による形状

関数を用いて離散化する弱形式と、SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics)法<sup>(43)</sup>や MPS (Moving Particle Semi-implicit or Moving Particle Simulation)法<sup>(44)</sup>のように支配方程式の偏微分方程式を直接モデル化する強形式にわけられる。メッシュフリー法では計算領域に合わせて計算点を発生させるだけでよく、事前に計算点間の関係性を登録する必要が無いため、格子生成にかかるコストを大きく抑えることができる。

SPH 法および MPS 法は計算対象の流れ場をラグランジュ記述により離散化することから粒子法と呼ばれている。粒子法はラグランジュ記述であることから Navier-Stokes 方程式の離散化に際して、オイラー記述の CFD では大きな問題である対流項の離散化に起因する数値拡散問題が発生しない。また粒子の存在位置がそのまま流体領域の存在となるので、自由表面形状の抽出が用意であり、界面の大変形や分裂、結合といった現象に対しても特別な数値モデルを導入することなく表現できるといった特徴がある。

船舶海洋工学分野では水波と構造体の強非線形相互作用解析へ SPH 法および MPS 法の適用は試みられてきており、Marrone et al.<sup>(45)</sup>や Shibata et al.<sup>(46)</sup>による荒天下を航行する船舶への海水打ち込み解析、橋本ら<sup>(47)</sup>による損傷船舶の浸水時動揺解析、増田ら<sup>(48)</sup>による船舶の津波乗り揚げ解析といった研究によりその適用性は示されてきた。また、海岸工学分野においても五十里ら<sup>(49)</sup>の流起式防波堤の数値解析や、St-Germain et al.<sup>(50)</sup>や Huang et al.<sup>(51)</sup>による水波-堤防間に作用する波圧および越波流量解析が行われている。

一方で、メッシュフリーCFD を OWC 型波力発電装置の性能解析へ適用させた例は極めて少なく、公表論文として著者が確認できたのは Dider et al.<sup>(52)</sup>による研究のみである(2016年12月15日現在)。当該論文に関しても、気液二相流ではなく水単相での解析となっており、メッシュフリーCFD の適用性を十分に示せているとは言い難い。

上記3種類の CFD の中で、本研究では OWC 型波力発電装置の性能解析に対してメッシュフリーCFD である MPS 法を適用させることが、今後の OWC 型波力発電装置の研究開発の推進に大きく貢献できると考え、数値計算手法の開発および適用性の検討を行う。

### 1.1.5 MPS 法の OWC 型波力発電装置の性能解析への適用の意義

前項で述べたように、本研究では OWC 型波力発電装置の波浪中性能解析に対して MPS 法に基づく数値計算手法を確立することが本分野の発展に貢献すると考えている。なお粒子法の中で SPH 法ではなく MPS 法を選択した理由としては、SPH 法では先行研究例や公開ソースコードが充実しているものの、計算過程において経験的な人工粘性を用いる必要があることから、Navier-Stokes 方程式の粘性項の表現に合理性がない。一方、MPS 法では人工粘性が不要である。MPS 法を本問題に適用させることの利点を前項までの論点を整理しつつ以下に述べる。

## (1) メッシュフリー法

OWC 型波力発電装置の性能解析を行う場合、空気室開口部近傍や自由表面付近、さらに空気ダクト近傍といった場所で物理現象の適切な再現が求められるがメッシュベース CFD では適切な解析結果を得るための最適なメッシュ生成に多大なコストがかかることが予想される。一方、MPS 法は粒子法でありメッシュフリーCFD に含まれる。そのため空気室形状や構造体形状、集波機構が複雑であっても作成コストを抑えて容易に計算領域を作成することができる。そのため、単位期間あたりに数値実験を行える回数を増やすことができ、多くの試作形状を用いて高度な性能照査を広範囲にわたって行うことができる。また、OWC 型波力発電装置の性能推定に際して重要な項目である空気室内の自由表面形状を特別なアルゴリズムを必要とせず抽出できることも重要な利点である。

## (2) 気液二相流の取扱が容易

MPS 法は他の多くの CFD と比較して気液二相流の取扱いが容易である。気液界面では液相-気相間で密度比がおよそ 800 倍変化するため、計算が困難となる。メッシュベース CFD では気液界面で密度変化が連続となるようにする手法<sup>(63)</sup>もあるが、これは気液界面の形状が曖昧にする上に、本来は気液界面では密度変化は不連続であるため物理現象を適切に表現できていないという問題がある。MPS 法では簡素なアルゴリズムで気液界面の密度不連続性を保ったまま気液二相流を記述できるため、OWC 型波力発電装置の数値シミュレーションで重要となる空気室内での空気-自由表面間の相互作用を適切に再現する事ができる。

## (3) 強非線形現象へのロバスト性

OWC 型波力発電装置に限らずに波力発電装置はその発電装置としての必要上、より波エネルギーの高い海域に、周囲に消波設備の無い状態で設置されることが想定される。そのため、通常運転状態でも構造体に作用する波浪外力は大きなものになると考えられ、その際の構造体近傍では浮体式や固定式にかかわらず砕波や越波といった自由表面のトポロジー変化を伴う強非線形現象の生起が多分に想定される。特に、OWC 型波力発電装置では空気室を有する構造上、特に開口部付近では強度が低下するため波浪外力に対する耐波安定性の適切な評価が重要となる。MPS 法の自由表面の強非線形挙動への頑強性は OWC 型波力発電装置の耐波性能解析に対して有効である。また、台風に伴う高潮による砕波衝撃や越波越流に起因する港湾・海岸構造物の被災は近年でも報告されており<sup>(64)</sup>、OWC 型波力発電装置に関しても極限状態における安全性の評価は重要な検討項目である。特に近年、波力発電装置の設計プロセスにおいて極限状態の流れ場の再現およびそれに対する装置の応答予測を合理的手法により行うことが重要となってきた<sup>(65)</sup>。そのため、通常運用状態から荒天下での極限状態までのあらゆる環境下での性能解析手法を適切な流体力学的記述で表現できる MPS 法により構築することは理に適う手段であると言える。さらに、設計コンセプトの構想段階

で装置近傍の流体现象の事前予測が困難な装置形状および波浪環境下であっても MPS 法を用いることで、計算が破綻すること無く一定の精度が保証された解析結果を出力するため、従来よりもコンセプト設計において積極的なアプローチが可能となる点も大きな利点であると考えられる。

### 1.2 研究目的

前節において、OWC 型波力発電装置の研究開発の推進に MPS 法による数値シミュレーションが大きく寄与することを示した。しかしながら、MPS 法を用いて OWC 型波力発電装置の波浪中性能解析を行った例は著者の知る限り存在しない。そこで本研究では、MPS 法を用いて OWC 型波力発電装置の基本性能から荒天化耐波性能までの広汎な波浪中性能解析手法を開発することを目的とする。

研究目的を達成するために本研究では以下の順番で検討を実施した。まず、これまで計算精度に問題のあった気液二相流 MPS 法に改良を加え、高精度気液二相流 MPS 法を開発した。次に、開発した計算手法の妥当性および計算精度について、一般的な気液二相流に関する流れ問題解析の実施することにより確認した。最後に、提案手法の OWC 型波力発電装置の波浪中性能解析への適用性の検討を行った。

### 1.3 本論文の構成

本論文は全 5 章構成となっている。

第 1 章は序論であり、研究背景および研究目的を述べた。

第 2 章は MPS 法の離散化手法および計算アルゴリズム、各種境界条件について示した上で、気液二相流解析のためのアルゴリズムならびに高精度化手法について述べる。

第 3 章では、2 章で示した高精度気液二相流 MPS 法の物理現象再現への妥当性の確認のための理論値ならびに実験値との比較がまとめられている。

第 4 章では高精度気液二相流 MPS 法の OWC 型波力発電装置の波浪中応答解析への適用性を確認するために、数値シミュレーションを実施し、実験値との比較した結果がまとめられている。

第 5 章では、本論文で得られた主要な結論を各章からまとめ、今後の課題をまとめて本論文の結論とする。

## 参考文献

- (1) IPCC AR5: Climate Change 2013 The Physical Science, Cambridge University Press, 2013.
- (2) OECD/IEA: Key World Energy Statistics 2016, IEA, 2016.
- (3) 資源エネルギー庁総合政策課: 平成 26 年度 (2014 年度) におけるエネルギー需給実績 (確報), 資源エネルギー庁, 2016.
- (4) The World Bank: <http://data.worldbank.org/indicator/>, 2016 年 12 月 10 日閲覧.
- (5) UNFCCC: Submission of Japan's Intended Nationally Determined Contribution, 2015.
- (6) IEA Energy Balance Flows: <http://www.iea.org/Sankey/#?c=Japan&s=Balance>, 2016 年 12 月 10 日閲覧.
- (7) IEA Energy Atlas: <http://energyatlas.iea.org/#!/tellmap/-297203538/1>, 2016 年 12 月 10 日閲覧.
- (8) 資源エネルギー庁 総合政策課編: エネルギー供給事業者による非化石エネルギー源の利用及び化石エネルギー原料の有効な利用の促進に関する法律関係条文集 第一章 第二条三, 2010.
- (9) エネルギー供給事業者による非化石エネルギー源の利用及び化石エネルギー原料の有効な利用の促進に関する法律施行令 第四条
- (10) 国土地理院: 平成 27 年全国都道府県市区町村別面積調, 2015.
- (11) CIA: The World Factbook Japan, 2016.
- (12) U. S. Department of State: Limits in the Seas, No. 46, 1972.
- (13) 経済産業省: 海洋エネルギー・鉱物資源開発計画, 2013.
- (14) 伊藤忠テクノソリューションズ株式会社: 平成 22 年度 新エネルギー等導入促進基礎調査事業 (風力エネルギーの導入可能量に関する調査) 調査報告書, 2011.
- (15) みずほ情報総研株式会社: 平成 22 年度成果報告書 風力等自然エネルギー技術研究開発 洋上風力発電等技術研究開発 海洋エネルギーポテンシャルの把握に係る業務, 2011.
- (16) 佐藤勝昭: 太陽電池のキホン, ソフトバンククリエイティブ(株), 2011.
- (17) 米倉秀徳: 太陽光発電技術の現状と課題, JST LCS・NEDO TSC 共催ワークショップ, 2016.
- (18) Leão, R.: Wave Power Conversion Systems for Electrical Energy Production, RE&PQJ, Vol. 1, No. 6, pp.601-607, 2008.
- (19) Clément, A., McCullen, P., Falcão, A., Fiorentino, A., Gardner, F., Hammarlund, K., Lemonis, ., Lewis, T., Nielsen, K., Petroncini, S., Pontes, M.-T., Schild, B.-O., Sjöström, P., Sørensen, H. C., and Thorpe, T.: Wave energy in Europe: current status and perspectives. Renew. Sust. Energy Rev., Vol. 6, No. 5, pp.405-431, 2002.
- (20) 益田善雄: 日本の波力発電, 霞出版社, 1987.
- (21) The Queen's University of Belfast: Islay LIMPET Wave Power Plant Publishable Report, 2002.

- (22) 鷲尾幸久, 大澤弘敬, 緒方輝久, 中川寛之, 岡山修三, 永田良典: 沖合浮体式波力装置「マイティーホエール」の発電出力, 日本造船学会論文集, Vol. 190, pp.395-405, 2001.
- (23) 前村敏彦: 中野訓雄, 宮島省吾, 日本海域に適した波力発電技術の開発, 三井造船技報, No. 210, pp.29-34, 2013.
- (24) Pelamis 製品パンフレット: <http://ctp.lns.mit.edu/energy/files/pelamisbrochure.pdf>, 2016年12月13日閲覧.
- (25) Wave Dragon Aps. Toppage: <http://www.wavedragon.net/>, 2016年12月13日閲覧.
- (26) International Renewable Energy Agency (IRENA): Wave Energy Technology Brief, IRENA Innovation and Technology Centre, 2013.
- (27) Drew, B., Plummer, A. R. and Sahinkaya, M. N.: A Review of Wave Energy Converter Technology, Proc. IMechE, Vol. 223, Part A: J. Power and Energy, pp.887-902, 2009.
- (28) 新エネルギー・産業技術総合開発機構: NEDO 再生可能エネルギー技術白書 第6章 海洋エネルギー, 2014.
- (29) 小島朗史, 合田良実, 鈴木諭司: 波力発電ケーソンの空気出力効率の解析—波エネルギーに関する研究 第1報—, 港湾技術研究報告, Vol. 22, No. 3, pp.115-122, 2004.
- (30) 今井康貴, 永田修一, 豊田和隆, 村上天元: 規則波中における後ろ曲げダクトブイ型波力発電装置の一次変換性能に関する実験的研究, 日本船舶海洋工学会論文集, Vol. 19, pp.79-88, 2014.
- (31) 木原一禎: 高性能振動水柱型波力発電装置のシステム設計法に関する研究, 博士論文, 日本大学, 2016.
- (32) Y. Torre-Enciso, I. Ortubia, L.I. Lopez de Aguilera, and J. Marques: Mutriku Wave Power Plant: from the thinking out to the reality, Proc. 8th European Wave and Tidal Energy Conf., EWTEC, pp. 319-329, 2009.
- (33) I.Le Crom, A. Brito-Melo, F. Nemann, and A.J.N.A. Sarmiento: Portuguese Grid Connected OWC Power Plant: Monitoring Report, Proc. 20th Int. Offshore and Polar Eng. Conf., ISOPE, pp. 20-25, 2010.
- (34) Falcão, A. and Henriques, J. C. C.: Model-prototype Similarity of Oscillating-water-column Wave Energy Converters, Int. J. Marine Energy, Vol. 6, pp.18-34, 2014.
- (35) 宮崎剛, 大澤弘敬, 松浦正巳, 増田光一, 居駒知樹, 大森光, 木原一禎, 金谷泰邦: プロジェクティングウォール付振動水柱型波力発電装置の一次変換性能に関する検討, 日本船舶海洋工学会講演会論文集, Vol. 16, pp.437-440, 2013.
- (36) Bingham, B. H., Ducasse, D., Nielsen, K., and Read, R.: Hydrodynamic analysis of oscillating water column wave energy devices, J. Ocean Eng. Energy, Vol. 1, No. 4, pp.405-419, 2015.
- (37) Kelly, T., Dooley, T., Campbell, J., and Ringwood, J.: Efforts Toward a Validated Time-Domain Modes of an Oscillating Water Column with Control Components, Proc. The 11<sup>th</sup> EWTEC, 2015.
- (38) Iturrioz, A., Guanche, R., Lara, L. L., and Losada, I. J.: Validation of OpenFOAM® for Oscillating Water Column three-dimensional modeling, Ocean Eng., Vol. 107, pp.222-236, 2015.
- (39) 今井康貴, 坂中理恵子, 永田修一, 村上天元: 固定式振動水柱波力発電装置の性能に関

- する数値シミュレーション, OTEC, Vol. 20, pp.59-65, 2015.
- (40) 田中翔一, 野戸秀晶, 武若聡: 水柱振動波力発電の効率化に関する基礎的検討, 土木学会論文集 B3(海洋開発), Vol. 69, No. 2, pp.I\_126-I\_131, 2013.
- (41) Belytschko, T., Lu, Y. Y. and Gu, L.: Element-free Galerkin Methods, Int. J. Numerical Methods in Engineering, Vol. 37, No. 2, pp.229-256, 1994.
- (42) Cundall, P. A. and Strack, O. D. L.: A Discrete Numerical Model for Granular Assemblies, Geotechnique, Vol. 29, No. 1, pp.47-65, 1979.
- (43) Monaghan, J. J.: Smoothed Particle Hydrodynamics, Rep. Prog. Phys, Vol. 68, pp.1703-1759, 2005.
- (44) Koshizuka, S., and Oka. Y.: Moving-Particle Semi-implicit Method for Fragmentation of Incompressible Fluid, Nucl. Sci. Eng., Vol. 123, pp.421-434, 1996.
- (45) Marrone, S., Bouscasse, B. and Colagrossi, A.: Study of ship wave breaking patterns using 3D parallel SPH simulations, Computers & Fluides, Vol. 69, pp.54-66, 2012.
- (46) K. Shibata, S. Koshizuka, M. Sakai, and K. Tanizawa: Lagrangian Simulations of Ship-Wave Interactions in Rough Seas, Ocean Eng., Vol.42, pp.12-25, 2012.
- (47) 橋本博公, 伊藤悠人, 末吉誠: 損傷船舶の浸水時動揺シミュレーション手法の構築, 船舶海洋工学論文, Vol. 17, pp.41-47, 2013.
- (48) 増田光弘, 南清和, 増田光一, 居駒知樹: 増しもやいによる岸壁係留船舶の津波防災対策に関する研究 (その1), 船舶海洋工学論文, Vol. 19, pp.61-68, 2014.
- (49) 後藤仁志, 五十里洋行, 殿最浩司, 菅野高弘, 東良慶, 伊藤忠男, 菅原康之: 高精度粒子法による流起式防波堤の数値解析, 土木学会論文集 B2(海岸工学), Vol. 71, No. 2, pp. I\_1051-I\_1056, 2015.
- (50) St-Germain, P., Nistor, I., Readshaw, J. and Lamont, G.; NUMERICAL MODELING OF COASTAL DIKE OVERTOPPING USING SPH AND NON-HYDROSTATIC NLSW EQUATIONS, Coastal Engineering Proceedings, Vol. 34, 2014.
- (51) Huang, Y. and Zhu, C.: Numerical analysis of tsunami-structure interaction using a modified MPS method, Nat Hazards, Vol. 75, pp.2847-2862, 2015.
- (52) Didier, E., Neves, D., R. C. B, Teixeira, P., R. F., Dias., J. and Neves, M., G.: Smoothed particle hydrodynamics numerical model for modeling an oscillating water chamber, Ocean Engineering, Vol. 123, pp.397-410, 2016.
- (53) Takada, N. and Tomiyama, A.: A Numerical Method for Two-Phase Flow Based on a Phase-Field Model, JSME International Journal Series B Fluids and Thermal Engineering, Vol. 49, No. 3 Special Issue on Environmental Flows P 636-644, 2006.
- (54) 平山克也, 加島寛章: うねり性波浪による越波災害の発生過程の推定とその対策, 港湾空港技術研究所資料, No. 1270, 2013.
- (55) Coe, R. G., Neary, V. S., Lawson, M. J., Yu, Y. and Weber, J.; Extreme Conditions Modeling Workshop Report, National Renewable Energy Laboratory, 2014.

## 第2章：高精度気液二相流 MPS 法の開発

### 2.1 本章概説

前章で述べたように、本研究では OWC 型波力発電装置の波浪中性能解析にかかる流れ場の再現手法として気液二相流 MPS 法を用いる。本章では、まず標準的な MPS 法の概略および気液二相流を取り扱うための計算アルゴリズムを説明する。次に、標準的な手法を OWC 型波力発電装置の性能解析へ適用させる際に生じる問題点を述べる。最後に、従来手法の計算精度向上のために本研究で導入した手法について述べる。

### 2.2 標準型 MPS 法

本章では越塚らが有償ソースコードとして公開した MPS 法<sup>(1)</sup>を「標準模型 MPS 法（以下では特に断りのない限り MPS 法と表記する）」として定義する。

#### 2.2.1 離散化手法

MPS 法は非圧縮性流れ解析をラグランジュ描像により表現する手法であり、有限個の流体領域に分割された流れ空間において、各流体領域を代表する計算点を粒子とよぶ。

MPS 法の支配方程式は質量保存則である連続の式および運動量保存則である Navier-Stokes 方程式であり、式(2.1)および(2.2)にそれぞれ示す。

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

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

ここで、ここで、 $\rho$  は流体の密度、 $t$  は時間、 $\mathbf{u}$  は速度ベクトル、 $P$  は圧力、 $\mathbf{g}$  は重力ベクトルおよび $\nu$ は動粘性係数である。

式(2.1)の連続の式は密度の時間変化がゼロであることを示している。MPS 法では流体領域における流体密度は一定の空間内に存在する粒子の数に比例する。各粒子の保有する密度は非圧縮性流れの定義より不変であることから、粒子の集まりで表現される流れ空間において任意の場所で連続性を満足させるためにはある部分空間における粒子の数を一定にする必要がある。MPS 法では後述する離散部分空間あたりの粒子の数、つまり粒子数密度を定義し、その時間不変性を表しているのが式(2.1)である。



式(2.2)は粘性流体の運動方程式であり、運動量保存則である Navier-Stokes 方程式である。左辺は速度のラグランジュ微分であり、MPS 法はラグランジュ描像で記述されることからオイラー描像で記述される CFD のようにライブニッツ則による速度の時間偏微分と移流項との和に変換する必要がない。オイラー描像で記述される CFD では、非線形項である移流項の離散化精度が流れの解析精度に大きく影響することが知られており<sup>(3)</sup>、特に自由表面を扱う問題で顕著に影響する。一方で、MPS 法では移流項は粒子移動の追跡を通じて計算されるため、移流項の離散化による問題が起こらない。式(2.2)の左辺は、第1項より圧力項、粘性項（拡散項）、重力項（外力項）と呼ばれている。MPS 法では、圧力項および粘性項に含まれている空間方向に関する微分演算子である勾配（Gradient）および拡散（Laplacian）に対応する粒子間相互作用モデルを用意することで、式(2.2)の離散化がなされる。ある粒子  $i$  が位置ベクトル  $\mathbf{r}_i$  および物理量  $\phi_i$  および物理ベクトル  $\Psi_i$  を保持しているときの勾配モデルおよび拡散モデルを式(2.3)および式(2.4)それぞれ示す。

$$\langle \nabla \phi \rangle_i = \frac{d}{n^0} \sum_{i \neq j} \left[ \frac{\phi_j - \phi_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \right] \quad (2.3)$$

$$\langle \nabla^2 \phi \rangle_i = \frac{2d}{\lambda n^0} \sum_{j \neq i} [(\phi_j - \phi_i) w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|)] \quad (2.4)$$

また、粒子間相互作用モデルでは、勾配、拡散の他に、発散、回転<sup>(4)</sup>といった微分演算子についてもモデル化がなされており、式(2.5)および式(2.6)にそれぞれ示す。

$$\langle \nabla \Psi \rangle_i = \frac{d}{n^0} \sum_{j \neq i} \frac{(\Psi_j - \Psi_i) \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \quad (2.5)$$

$$\langle \nabla \times \Psi \rangle_i = \frac{d}{n^0} \sum_{j \neq i} \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \times (\Psi_j - \Psi_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \quad (2.6)$$

上記4式において、 $d$ は次元数である。また、 $w$ は重み関数、 $n^0$ は初期粒子数密度、 $\lambda$ はモデル定数であり以下で詳細を説明する。

MPS 法における重み関数は、式(2.7)のように定義される。

$$w(r) = \begin{cases} \frac{r_e - r}{r} & (0 \leq r \leq r_e) \\ 0 & (r_e \leq r) \end{cases} \quad (2.7)$$

ここで、 $r$ は粒子間の距離、 $r_e$ は影響半径である。MPS 法では、ある粒子  $i$  が粒子間相互作用

用を及ぼす範囲およびその強さは影響半径  $r_e$  によって規定される。また、粒子  $i$  における数密度  $n_i$  は粒子  $i$  の影響半径内に存在する近傍粒子  $j$  との重み関数の総和として式(2.8)のように定義される。

$$n_i = \sum_{j \neq i} w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|) \quad (2.8)$$

上述の通り、非圧縮性流れでは流体密度は一定であることから、部分流体領域を表す粒子の密度、すなわち粒子数密度も一定である必要がある。この基準となる一定値が初期粒子数密度であり、 $n^0$  で表される。 $n^0$  は計算開始時において粒子の集まりとして表現される流体空間の十分内側に存在する粒子の粒子数密度として定義している。

### 2.2.2 計算アルゴリズム

MPS 法では時間積分法は半陰的アルゴリズムを適用している。計算フローを Fig. 2-2-1 に示す。時刻ステップ  $k$  において、まず粒子の運動を記述する式(2.2)の粘性項および重力項をオイラー陽解法で計算する。陽的計算により粒子の速度および位置が更新されるとその粒子の仮の粒子数密度  $n^*$  は初期粒子数密度  $n^0$  と誤差が生じる。MPS 法では、この仮の粒子数密度を初期粒子数密度にもどすための粒子速度の修正量  $\mathbf{u}'_i$  は式(2.9)に示すように  $k+1$  ステップ時の圧力  $P^{k+1}$  による圧力項によって生じるとする。

$$\mathbf{u}'_i = -\frac{\Delta t}{\rho_0} \nabla P^{k+1} \quad (2.9)$$

ここで、 $\Delta t$  は時間刻み、 $\rho_0$  は流体密度である。非圧縮性流れでは音速が無限大と仮定していることから式(2.9)の右辺の圧力勾配は時間発展的に解くことができず、圧力に関する連立方程式を構築して陰的に解く必要がある。圧力の陰的な計算は以下の流れで行う。まず、流体密度と比例関係にある粒子数密度を用いて式(2.1)の連続の式を式(2.10)の形に書き換える。

$$\frac{1}{n^0} \frac{Dn}{Dt} + \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2.10)$$

粒子数密度  $n^*$  を初期粒子数密度  $n^0$  に戻すための修正量  $n'$  は速度の修正量  $\mathbf{u}'$  により生じるとした上で、式(2.10)を時間に対して離散化したものに対して式(2.9)の発散を代入すると式(2.11)に示す圧力の Poisson 方程式が得られる。

$$\nabla^2 P^{k+1} = \frac{\rho_0}{(\Delta t)^2} \frac{n^* - n^0}{n^0} \quad (2.11)$$

式(2.11)の左辺は、式(2.4)の拡散モデルを用いて離散化できるため、未知数  $P^{k+1}$  に関する連立一次方程式となる。連立一次方程式の解法としては、式(2.11)左辺を離散化した後の係数行列の正値対称性を利用した不完全コレスキー分解共役勾配法(Incomplete Cholesky Conjugate Gradient: ICCG)法を用いる。式(2.11)を解いて得られた圧力を式(2.9)に代入することで速度の修正量が得られ、時刻  $k+1$  における粒子の速度および位置が確定する。

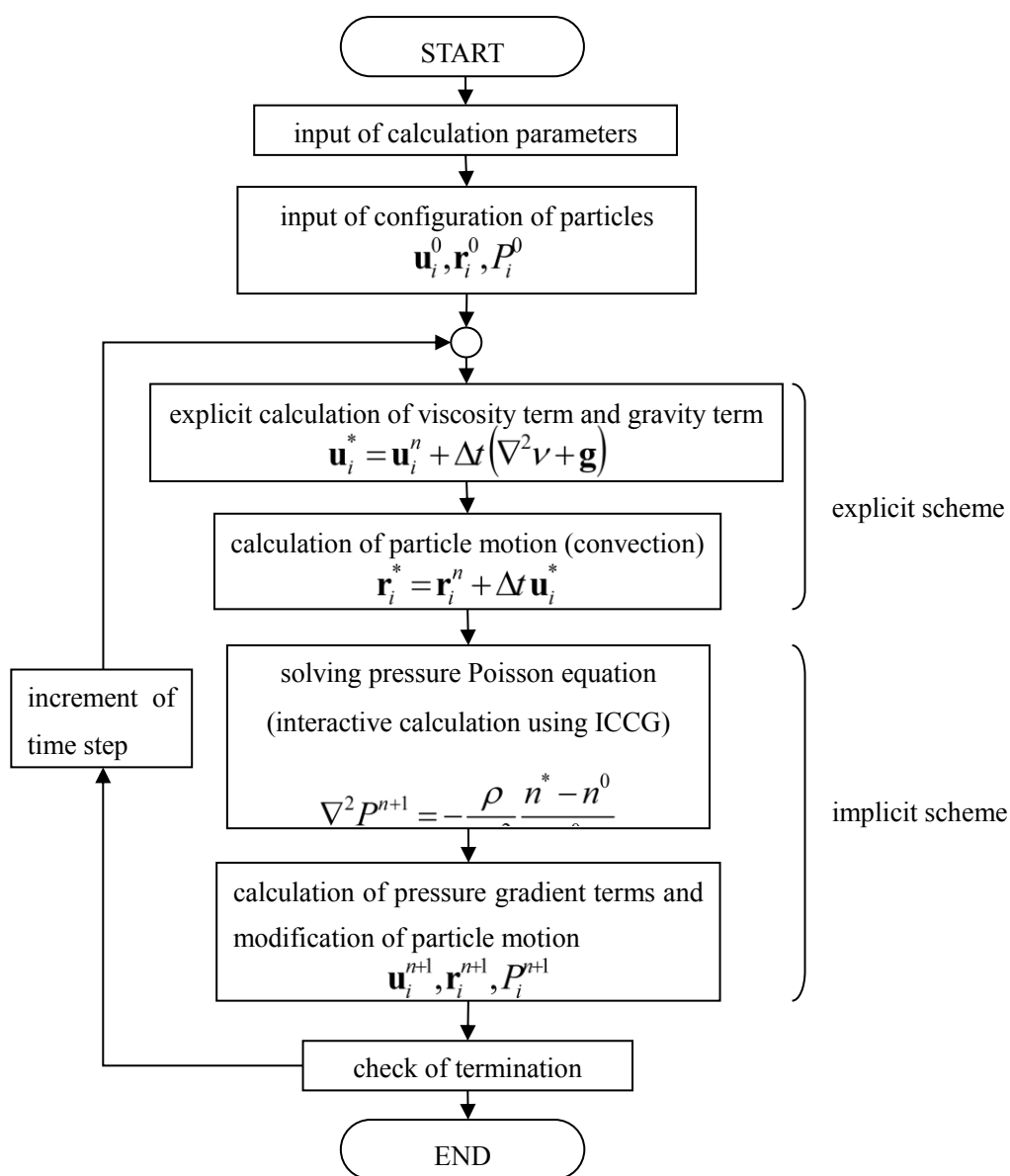


Fig. 2-2-1 Computational algorithm of incompressible fluid.

### 2.2.3 境界条件

MPS 法にかぎらず CFD では自由表面や計算領域端部、問題によっては物体表面において流体の運動を規定する境界条件を導入する必要がある。MPS 法では、自由表面に Dirichlet 境界条件を与え、計算領域端部の壁境界および造波境界に Neumann 境界条件を与える。以下で、各条件について概要を述べる。

#### (1) 自由表面境界条件

MPS 法では前項式(2.11)の圧力の Poisson 方程式を解くことで圧力値を計算するが、2 階の楕円形偏微分方程式である Poisson 方程式に対して解を一意に定めるには、計算領域の境界面において適当な Dirichlet 境界条件を与えなければならない。MPS 法では Dirichlet 境界条件を自由表面上に存在する粒子の圧力がゼロであると規定することで圧力の Poisson 方程式の解の一意性を保証する。自由表面粒子は、計算領域内に存在する粒子  $i$  の陽的計算後の粒子数密度が閾値を下回った粒子として定義され、その判定式は式(2.12)と表される。

$$n_i^* < \beta n^0 \quad (2.12)$$

ここで、 $\beta$  は閾値を決定する定数であり、MPS 法に関する先行研究からの定量的な経験則では 0.95 あるいは 0.97 程度の値が良いとされている。Fig. 2-2-2 に自由表面境界のイメージ図を示す。なお、粒子数密度を用いる自由表面条件は単純であり、流体の分裂や合体といった表現にも特別なアルゴリズムを必要としないといった特徴がある。砕波による飛沫のように分散して孤立してしまった粒子であっても、粒子数密度の低下により自由表面粒子として判定される。自由表面粒子として判定された粒子は圧力勾配項の計算がなされないため、孤立した粒子は重力による自由落下の運動をすることになる。孤立した粒子が流体表面上に落下し取り込まれると、粒子数密度の上昇により通常の流体計算となる。

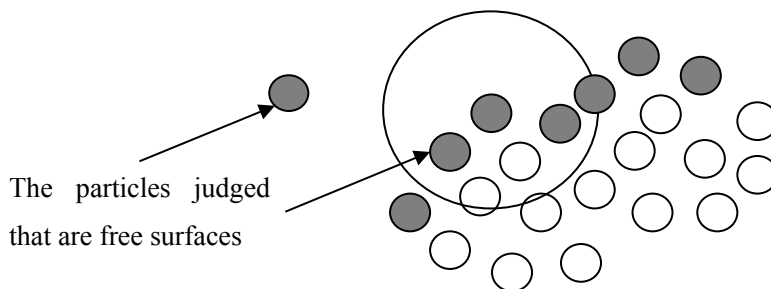


Fig. 2-2-2 Free surface boundary.

## (2) 壁境界条件

Poisson 方程式の解の微分値を規定するものが Neumann 境界条件であり、MPS 法では壁境界を用いて表現する。計算領域端部では座標が固定され速度がゼロである壁粒子で構成された壁境界が用いられる。壁境界は二種類の壁粒子で構成され、流体粒子と接する最内側の壁粒子は流体粒子と同様に粒子数密度および圧力の計算を行う。一方、それより外側の壁粒子では粒子数密度および圧力の計算を行わない。このとき、外側の壁粒子は最内側の壁粒子が式(2.12)により自由表面粒子として判定されないよう、影響半径に基づく適切な厚さの粒子層にする必要がある。Fig. 2-2-3 に壁境界のイメージ図を示す。圧力の Poisson 方程式を離散化する際の未知圧力ベクトルに対する係数行列において、壁境界近傍の流体粒子および最内側の壁粒子では外側の壁粒子との係数を行列の対称性を保ちつつすべてゼロにする。この工程により壁境界において圧力勾配ゼロの Neumann 境界条件を設定することができる。

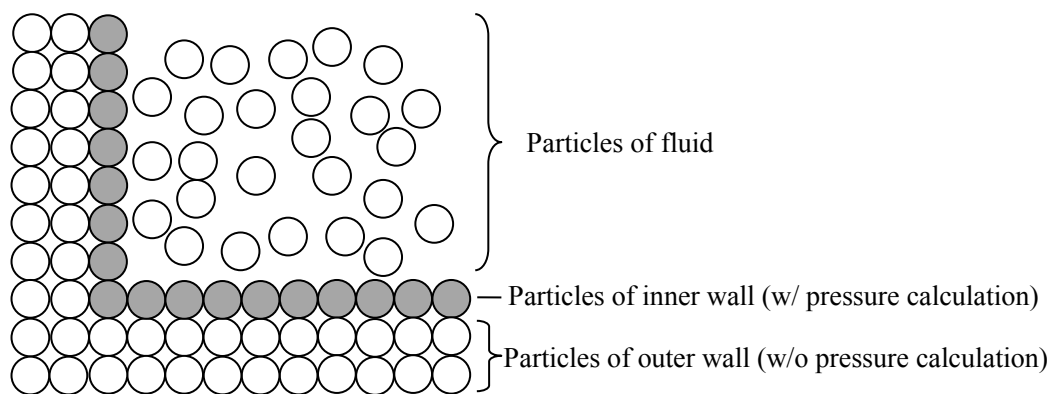


Fig. 2-2-3 Wall boundary.

## (3) 造波境界条件

計算領域端部において座標が固定されるものが壁粒子であるが、任意の速度および座標変位を与え強制的に運動させることもできる。この動く壁境界は造波境界と呼ばれ、造波境界を構成する粒子の速度および座標変位は陽的ステップ時に与えられる。圧力の Poisson 方程式を離散化する際の係数等の扱いは壁粒子と同様である。

## 2.2.4 気液二相流モデル

序章でも述べたように OWC 型波力発電装置は空気室を介して入射波エネルギーを空気エネルギーへ変換するため、空気室内での水波-空気間の相互作用を適切に表現するためには気液二相流モデルの導入が必要である。しかしながら、気相-液相間には約 800 倍という極端な密度差があるため特に気液界面における圧力勾配の非対称性により数値的に不安定となる。MPS 法における気液二相流モデルは Koshizaka et al.<sup>(6)</sup>により提案されており以下に概要を述べる。

提案されている手法は大密度差に起因する数値不安定性を解消するために、陰的ステップである圧力項計算時に気相液相間のリンクを切断するというものである。まず、粘性項および重力項を計算する陽的ステップでは気液相を同時に解き、粒子位置および速度の仮更新を行い、仮の粒子数密度の計算を行う。そして、圧力項計算のための陰的ステップでは重い粒子(液相および壁粒子)の圧力項を先に計算する。その際、重い粒子の自由表面条件判定のための粒子数密度計算には軽い粒子は含めないが、固液界面に存在する気相粒子の平均圧力を Dirichlet 境界条件として与える。その後、二段階目に軽い粒子(気相粒子)の圧力項を計算する際には、重い粒子を軽い粒子と同密度の固定壁とみなして計算を行う。このとき、軽い粒子の圧力の Poisson 方程式を生成する際に、気相粒子の限られた圧縮性を考慮し、式(2.11)右辺の基準粒子数密度  $n^0$  を式(2.13)のように修正する。

$$n_i^c = n^0 + \frac{n^0}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial P} (P_i - P_0) \quad (2.12)$$

ここで、 $n_i^c$  は気相粒子  $i$  における修正基準粒子数密度、 $P_0$  は基準圧力である。なお、限られた圧縮性とは式(2.12)内の圧力に対する密度変化が線形近似できる範囲であり、式(2.13)のように音速  $c$  を用いて定義される。

$$\frac{\partial \rho}{\partial P} = \frac{1}{c^2} \quad (2.13)$$

## 2.3 高精度気液二相流 MPS 法の開発

### 2.3.1 高精度化手法概要

前節で述べた標準型気液二相流 MPS 法では計算精度の観点から改善が必要である。標準型気液二相流 MPS 法の船舶海洋工学分野へ適用例として増田ら<sup>(6)</sup>がエアクッション浮体の波浪中応答解析を行っているが、粒子の圧力振動や気液界面の不安定さといった問題が確認されている。そのため標準型気液二相流 MPS 法をそのまま OWC 型波力発電装置の波浪中性能解析に用いると十分な計算精度でシミュレーションが行えないと考えられる。そこで本研究では、これまで単相流 MPS 法の計算精度向上のために導入され、その効果が明らかとなっていた手法を気液二相流 MPS 法へも適用させる。単相流 MPS 法においては玉井ら<sup>(7)</sup>は Taylor 展開の高次の項を用いた定式化により任意の階数の空間微分を求める高次精度微分モデルを導出している。また、Ikari et al.<sup>(8)</sup>は標準型 MPS 法の拡散モデルが拡散の概念に基づいていることに着目し、より厳密にモデル化した修正高次 Laplacian スキームを開発し、配管流れや進行波問題に対する計算精度向上を示している。本研究では、

解析対象の OWC 型波力発電装置の設置方式が固定式および浮体式のいずれの場合においてもその解析精度を担保することを考慮し、笹原ら<sup>(9)</sup>により浮体と水波の連成問題における標準型 MPS 法からの計算制度向上が確認されている手法を導入する。具体的な手法としては圧力振動抑制のための圧力の Poisson 方程式の修正ソース項および界面形状の保存性および安定性向上のための高精度勾配モデルである。また本研究では新たに高精度発散モデルの導入も実施した。そして、OWC 型波力発電装置の空気室内における自由表面-空気間の相互作用の解析精度を向上させるために柴田ら<sup>(4)</sup>により提案されている単相流 MPS 法用の外気圧モデルを、気液二相流解析に適するように修正を行い高精度外気圧モデルとして導入する。各改良点について以下に述べる。

### 2.3.2 圧力の Poisson 方程式の修正ソース項

MPS 法における圧力振動とは、粒子を模擬した計算点が保持する圧力値が時間的ならびに空間的に大きく振動することである。この粒子の圧力振動は水柱崩壊やスロッシングといった流体が激しく動くような現象だけでなく、静水圧問題といった静的な問題でも生じる。そのため構造体に作用する波圧や空気室内空気圧といった圧力に関する計測項目が多い OWC 型波力発電装置の性能解析において、圧力振動による計算精度の低下は解析結果の評価に影響するため圧力振動の抑制は基本的かつ重要な課題である。

圧力振動の原因は、式(2.11)の右辺であるソース項が数値振動を起こすことである。MPS 法ではソース項を導出する際に非圧縮条件として、仮の粒子数密度が任意の時刻および場所において、初期粒子数密度と等しいとする条件が与えられている。上述の通り、この条件を用いることにより粒子数密度が基準粒子数密度と等しくなるように圧力が陰的に解かれることになる。この条件の利点としては、次の時間ステップへの誤差の蓄積がないことが挙げられる。粒子数密度は粒子の相対位置に関して非線形であるため、圧力の Poisson 方程式を解き、粒子の座標および速度を修正した後であっても粒子数密度は厳密には基準粒子数密度と一致しない。しかしながら、当該条件は任意の時刻において当該時刻の状態における基準値からのずれを用いた定式化となっているため、次の時間ステップへの誤差の蓄積が起らない。一方で、本条件の欠点としては、 $n^*$ が計算過程において粒子配置が不規則になると基準粒子数密度と比較して極端に異なる値となる場合があり、圧力の Poisson 方程式のソース項が空間的に大きく振動してしまう。これが圧力振動の原因であると考えられる。

本研究で導入する手法は新井<sup>(10)</sup>の手法に基づくものであり、圧力振動の抑制に効果的である圧力の Poisson 方程式のソース項の修正がなされている。式(2.14)に当該モデルを示す。

$$\langle \nabla^2 P \rangle_i^{k+1} = \alpha \left( -\frac{\rho_i}{\Delta t^2} \frac{n^* - n^0}{n^0} \right) + (1 - \alpha) \frac{\rho_i}{\Delta t} \nabla \cdot \mathbf{u}_i^* \quad (2.14)$$

ここで、 $\rho_i$ は粒子  $i$  の流体密度(液相または気相)、 $\alpha$ は数値安定性のためパラメータであり、

0 から 1 の間の値を取る。式(2.14)の右辺の第 1 項目は粒子数密度に関する非圧縮条件であり PND (Particle Number Density)条件と呼ばれる式(2.11)と同様に密度一定の流体の連続条件を表すものである。同式右辺第 2 項はもう一つの流体の連続条件であり粒子の速度の発散を表している。ところで MPS 法において速度の発散は、ある粒子の影響半径内における近傍粒子との速度ベクトルと位置ベクトルの内積の重み付き平均を取ることで、ある粒子の周囲の粒子群が流入もしくは流出傾向であるのかを計算していることを意味している。非圧縮性流れが連続であるためには任意の粒子の近傍領域において流出および流入のバランスが取れていなければならないことから速度の発散はゼロでなければならない。この条件は Divergence-free 条件と呼ばれる。式(2.14)右辺第 2 項は陽的計算後の仮の粒子速度ベクトルと位置ベクトルの発散であり、通常はゼロとならず値を持つ。これにより、陰的計算では任意の粒子の近傍領域における流量の総和がゼロとなるように粒子圧力ならびに圧力勾配の計算がなされる。標準型 MPS 法では粒子の圧力は振動しやすいが粒子の速度情報に関しては滑らかに得られるといった特徴があることから、空間分布の振動性が小さい速度ベクトルを用いる Divergence-free 条件を用いた方が圧力分布も空間的に滑らかになる。しかし、Divergence-free 条件は時間依存性のある速度ベクトルと位置ベクトルを用いることから時間積分に伴う誤差の蓄積があることから、Divergence-free 条件を単独で用いると非物理的な圧縮性により空間領域が潰れてしまう。そこで、式(2.14)では誤差の時間的な蓄積の無い PND 条件と滑らかな圧力分布が得られる Divergence-free 条件を、数値安定性を担保できるように重みを付けて組み合わせることで双方の利点を活かしている。本式を用いることで時間的に空間的にも滑らかな圧力分布を得られる用になる。なお重み係数、式(2.14)右辺の  $\alpha$  は計算領域の体積変動が起こらない程度に小さいことが望ましい。本研究では笹原の研究により体積不変性と圧力振動抑制効果のバランスが最もよいとされた 0.3 を用いる。

### 2.3.3 高精度勾配モデル

MPS 法は自由表面を扱う非圧縮性流れに適した CFD だが、末吉<sup>(12)</sup>の研究で述べられているように進行波の保存性が悪いといった問題点が指摘されていた。また、Hirata et al.(13)は鑄造のような粒子速度が小さい現象においても標準型 MPS 法では自由表面が静止状態にならずに非物理的な運動をすると報告している。

界面における計算精度の低下は前項で説明した圧力振動に起因する運動エネルギーの低下も要因の一つではあるが、より大きな問題としては MPS 法における勾配モデルの精度が十分でないことである。式(2.3)に示す標準型 MPS 法の勾配モデルはその定式化を行う際に、ある粒子の近傍粒子は任意の時刻および場所においてその空間配置があらゆる方向に対して均等であるという仮定を用いている。そのため、自由表面近傍のように粒子配置が空間方向に極めて不均等となる状態下においては、陰的ステップ時の圧力項計算による陽的ステップ後の流体領域の非連続性の修正時に、自由表面の外側に計算上は存在しない粒子を圧力勾配ゼロとして圧力勾配計算に算入してしまうため圧力勾配が正当に評価



されなくなる。

また、流体の内側では MPS 法流体解析においては時間発展とともに粒子配置は乱雑になる。にもかかわらず、圧力勾配計算時には粒子が均等に配置されているものとみなされるため自由表面を主として計算領域全体が勾配モデルの計算精度の影響を受ける。そのため時間発展により変化する粒子配置の影響を受けない勾配モデルをアルゴリズムに導入する必要がある。

そこで本研究では入部ら<sup>(14)</sup>の高精度勾配モデルを導入する。入部らの提案した高精度勾配モデルを式(2.15)に示す。

$$\langle \nabla \phi \rangle_i = \left[ \sum_{j \neq i} w(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \otimes \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \right]^{-1} \left[ \sum_{j \neq i} w(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \frac{\phi_j - \phi_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \right] \quad (2.15)$$

ここで $\otimes$ はテンソル積を表す。なお、式(2.15)の右辺に含まれる逆行列は、計算開始時のように近傍粒子の空間配置が均等であった場合に式(2.16)のように近似できる。

$$\left[ \sum_{j \neq i} w(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \otimes \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \right] \approx \frac{n^0}{d} I \quad (2.16)$$

ここで、 $d$ は次元数、 $I$ は $d$ と同次の単位行列を表す。式(2.16)に表わされる近似を用いると式(2.15)は標準型 MPS 法の勾配モデルである式(2.3)と一致することがわかる。

式(2.15)は勾配演算子の離散化の際に計算の簡易化ために次元数と初期粒子数密度を用いて重み付き平均をとっていたものを、同式右辺の逆行列部分で計算される粒子の相対位置に基づく重み付き平均へ修正している。これにより勾配計算の際の粒子配置の等方性の仮定が排除されたため、勾配計算の精度が大きく上がる。なお、式(2.15)右辺の逆行列は2次元で $2 \times 2$ 、3次元で $3 \times 3$ の行列サイズであり解析的に求められることから1タイムステップあたりの計算コストには大きく影響しない。

### 2.3.4 高精度発散モデル

前項でも述べたように標準型 MPS 法では粒子間相互作用モデルによる微分演算子の離散化の際に対象粒子の近傍粒子は正方格子状に分布しているという仮定を用いている。そのため高精度勾配モデルと同様の相対位置に基づく重み付き平均手法を発散モデルに対しても導入する。なお、高精度勾配モデルを含め高精度発散モデルは玉井ら<sup>(15)</sup>により一次の収束性が保証されている。式(2.17)に本研究で導入した高精度発散モデルを示す。

$$\begin{aligned} \langle \nabla \times \Psi \rangle_i = & \left[ \sum_{j \neq i} w(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \otimes \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \right]^{-1} \\ & \cdot \left[ \sum_{j \neq i} \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} \otimes \frac{(\Psi_j - \Psi_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|} w(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \right] \end{aligned} \quad (2.17)$$

本式の導入により、式(2.14)に含まれる粒子速度の発散の計算精度の向上が期待される。

### 2.3.5 高精度外気圧モデル

前節で述べたように標準型気液二相流 MPS 法では気液界面上に存在する液相粒子に対して近傍気相粒子の平均圧力をディリクレ境界条件として付与するが、この場合、気液界面上の気相粒子が液相粒子へ及ぼす圧力の作用方向が定義されないため、液相粒子の陰的計算後の自由表面変位が気相粒子の存在影響を無視したものとなる。気相領域の圧縮等に起因する気液界面の気相粒子の圧力が大きく上昇すると、液相粒子が非物理的に振動しやすくなるため自由表面形状が不安定になる。これにより、自由表面を構成する液相粒子の間隙に気相粒子が非物理的に混入する事態が起こりやすくなり、液相領域の圧力の急上昇に伴い計算領域が発散する。そのため、気液界面を介した気相から液相への圧力を安定かつ正確に計算するための手法が必要となる。本研究では柴田ら<sup>(4)</sup>が单相流 MPS 法における自由表面付近での粒子配置をより均一に保ちつつ外気圧の変化による自由表面への影響を考慮することを目的として開発した外気圧モデルに着目した。

以下では、まず柴田らの開発した標準型外気圧モデル(以下、標準型外気圧モデル)の導出について説明した後に、本研究で開発した標準型外気圧モデルの各導出過程において前項までの高精度化手法を適用した高精度外気圧モデルの概要について述べる。

#### (1) 標準型外気圧モデル

外気圧モデルの導出方法を以下に述べる。今、ある粒子  $i$  が自由表面粒子であり、 $n^* < n^0$  である場合について考える。まず、式(2.12)の圧力に関する Poisson 方程式を拡散モデルを用いて離散化し、自由表面より外側の領域に仮想的に気相の粒子が配置されていると仮定した場合、式(2.18)に示すような仮想的な気相粒子の影響を加えた形に修正される。

$$\begin{aligned} & \frac{2d}{\rho_{i,j} \lambda n^0} \sum_{\substack{j \neq i \\ \text{type}(j) \neq \text{gas}}} [(P_j^{k+1} - P_i^{k+1}) w(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)] \\ & + \frac{2d}{\rho_{i,j} \lambda n^0} \sum_{\substack{j \neq i \\ \text{type}(j) = \text{gas}}} [(P_j^{k+1} - P_i^{k+1}) w(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)] = 0 \end{aligned} \quad (2.18)$$

ここで、 $\rho_{ij}$ は粒子  $i$  と  $j$  の平均の流体密度を意味する。式(2.18)の左辺第1項は、実在する液相粒子に関する項であり、左辺第2項は仮想的に配置されている近傍気相粒子に関する項である。右辺は気相粒子が自由表面上に仮想的に配置されていることを仮定してゼロとされている。これは自由表面粒子  $i$  の粒子数密度  $n_i^*$ に占める仮想気相粒子の影響分  $n_i^{gas}$ を式(2.15)のように仮定したことを意味している。

$$n_i^{gas} \equiv \sum_{\substack{j \neq i \\ type(j) \neq gas}} w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|) \equiv n^0 - n_i^* \quad (2.19)$$

式(2.19)を用いることで式(2.18)は式(2.20)のように表すことができる。

$$\begin{aligned} & \frac{2d}{\rho_{i,j} \lambda n^0} \sum_{\substack{j \neq i \\ type(j) \neq gas}} [(P_j^{k+1} - P_i^{k+1}) w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|)] \\ & + \frac{2d}{\rho_{i,gas} \lambda n^0} (P_{gas} - P_i^{k+1}) (n^0 - n_i^*) = 0 \end{aligned} \quad (2.20)$$

ここで、 $P_{gas}$ は仮想気相粒子の圧力であり単相流解析においては既知とする。式(2.20)を未知項と既知項に分け、圧力に関する連立一次方程式の形に整理すると式(2.21)が得られる。

$$\begin{aligned} & \frac{2d}{\rho_{i,j} \lambda n^0} \sum_{\substack{j \neq i \\ type(j) \neq gas}} [(P_j^{k+1} - P_i^{k+1}) w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|)] \\ & - \frac{2d}{\rho_{i,gas} \lambda n^0} (n^0 - n_i^*) P_i^{k+1} = - \frac{2d}{\rho_{i,gas} \lambda n^0} (n^0 - n_i^*) P_{gas} \end{aligned} \quad (2.21)$$

柴田らは式(2.21)を外気圧を考慮した圧力の Poisson 方程式として提案している。なお式(2.21)が適用されるのは粒子  $i$  が自由表面粒子または影響半径内の近傍粒子に自由表面粒子が存在する場合とし、かつ粒子数密度  $n_i^* < n^0$  のときとしている。さらに式(2.21)の導入に際して注意すべきは、自由表面粒子の圧力値を粒子ごとに異なる未知数と規定するため自由表面上に圧力ゼロのディリクレ境界条件を与えることができなくなることである。そのため外気圧モデルを用いる場合には仮想粒子の  $P_{gas}$  にディリクレ境界条件を与え、実在する液相粒子および壁粒子の圧力は反復計算により求める。これにより自由表面粒子同士に圧力差が生じ、自由表面付近での粒子配置をより均一に求めることができる。

また、外気圧モデルでは圧力の Poisson 方程式の他に、圧力勾配計算法の修正もなされる。式(2.3)の勾配モデルを用いた圧力勾配計算の際に式(2.21)と同様に自由表面近傍粒子かつ  $n_i^* < n^0$  の粒子  $i$  に対して、自由表面より外側の領域に仮想的に気相粒子が配置されていることを仮定すると式(2.22)のようになる。

$$\begin{aligned} \langle \nabla P \rangle_i &= \frac{d}{n^0} \sum_{\substack{j \neq i \\ \text{type}(j) \neq \text{gas}}} \left[ \frac{(P_j^{k+1} - \hat{P}_i^{k+1})}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \right] \\ &+ \frac{d}{n^0} \sum_{\substack{j \neq i \\ \text{type}(j) = \text{gas}}} \left[ \frac{(P_{\text{gas}} - \hat{P}_i^{k+1})}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \right] \end{aligned} \quad (2.22)$$

式(2.22)右辺の第1項が液相粒子からの圧力勾配であり、第2項が仮想的な仮想粒子からの圧力勾配を表している。ここで、粒子*i*の近傍粒子が実在または仮想を問わず均等に配置されていると仮定した場合には式(2.23)が成り立つ。

$$\frac{1}{n^0} \sum_{j \neq i} \left[ \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \right] \cong \mathbf{0} \quad (2.23)$$

式(2.23)を実在粒子と仮想的な気相粒子の項に分けると式(2.24)のようになる。

$$\frac{1}{n^0} \sum_{\substack{j \neq i \\ \text{type}(j) = \text{gas}}} \left[ \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \right] + \frac{1}{n^0} \sum_{\substack{j \neq i \\ \text{type}(j) \neq \text{gas}}} \left[ \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \right] \cong \mathbf{0} \quad (2.24)$$

式(2.24)より、式(2.24)の左辺第2項の仮想的な気相粒子に関する総和は、第1項の実在する粒子の総和を用いて表すことができる。式(2.24)を式(2.22)に代入すると式(2.25)を得られる。

$$\begin{aligned} \langle \nabla P \rangle_i &= \frac{d}{n^0} \sum_{\substack{j \neq i \\ \text{type}(j) \neq \text{gas}}} \left[ \frac{(P_j^{k+1} - \hat{P}_i^{k+1})}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \right] \\ &- \frac{d}{n^0} \sum_{\substack{j \neq i \\ \text{type}(j) \neq \text{gas}}} \left[ \frac{(P_{\text{gas}} - \hat{P}_i^{k+1})}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \right] \end{aligned} \quad (2.25)$$

式(2.25)の右辺をまとめると最終的に式(2.26)に表される外気圧を考慮した圧力勾配計算モデルが得られる。

$$\langle \nabla P \rangle_i = \frac{d}{n^0} \sum_{\substack{j \neq i \\ \text{type}(j) \neq \text{gas}}} \left[ \frac{(P_j^{k+1} - P_{\text{gas}})}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \right] \quad (2.25)$$

式(2.25)の適用範囲は式(2.21)と同様に、粒子  $i$  が自由表面粒子または影響半径内の近傍粒子に自由表面粒子が存在する場合とし、かつ粒子数密度  $n_i^* < n^0$  のときとしている。

## (2) 高精度外気圧モデル

標準型外気圧モデルの修正により本研究では新たに高精度外気圧モデルの開発を行う。修正方法の方針を以下に述べる。まず、本研究では気液二相流を扱うため気相粒子の存在は仮定的ではなく実在するものとして扱う。また、標準型外気圧モデルでは、他の標準型粒子間相互作用モデルと同様に任意の時刻および空間における粒子の等方性を仮定しているため、高精度勾配モデルの考え方と同様に粒子ごとに近傍粒子の相対位置関係を計算するようにする。

まず式(2.18)の右辺において、粒子の等方性仮定を排除し陽的計算後において気液界面粒子  $i$  の粒子数密度および速度の発散の保存性が崩れているとすると、式(2.14)の修正ソース項を用いて式(2.26)のように表すことができる。

$$\begin{aligned} & \frac{2d}{\rho_{i,j}\lambda n^0} \sum_{\substack{j \neq i \\ \text{type}(j) \neq \text{gas}}} (P_j^{k+1} - P_i^{k+1}) w(|\mathbf{r}_{ij}|) + \frac{2d}{\rho_{i,j}\lambda n^0} \sum_{\substack{j \neq i \\ \text{type}(j) = \text{gas}}} (P_j^{\text{gas}} - P_i^{k+1}) w(|\mathbf{r}_{ij}|) \\ & = -(1-\alpha) \frac{1}{\Delta t} \nabla \cdot \mathbf{u}^* - \alpha \frac{1}{\Delta t^2} \frac{(n_i^* - n^0)}{n^0} \end{aligned} \quad (2.26)$$

ここで、 $\mathbf{r}_{ij}$  は主体粒子  $i$  と近傍粒子  $j$  との相対位置ベクトルである。本研究で対象とする気液二相流解析においては、自由表面の外側に実際に気相粒子が存在することから、式(2.26)左辺第2項に示すように総和は気液界面における液相粒子  $i$  と気相粒子  $j$  との関係性から直接求める。ここで、 $P_{\text{gas}}$  は既知である必要があることから、標準型気液二相流計算アルゴリズムと同様に前の時刻ステップにおける圧力値を代入する。式(2.26)を整理すると式(2.27)に示すような圧力に関する連立一次方程式が得られる。

$$\begin{aligned} & \frac{2d}{\rho_{i,j}\lambda n^0} \sum_{\substack{j \neq i \\ \text{type}(j) \neq \text{gas}}} (P_j^{k+1} - P_i^{k+1}) w(|\mathbf{r}_{ij}|) - \frac{2d}{\rho_{i,j}\lambda n^0} \sum_{\substack{j \neq i \\ \text{type}(j) = \text{gas}}} (P_i^{k+1}) w(|\mathbf{r}_{ij}|) \\ & = -\frac{2d}{\rho_{i,j}\lambda n^0} \sum_{\substack{j \neq i \\ \text{type}(j) = \text{gas}}} (P_j^{\text{gas}}) w(|\mathbf{r}_{ij}|) - \left\{ (1-\alpha) \frac{1}{\Delta t} \nabla \cdot \mathbf{u}^* + \alpha \frac{1}{\Delta t^2} \frac{(n_i^* - n^0)}{n^0} \right\} \end{aligned} \quad (2.27)$$

式(2.27)の適用範囲は標準型外気圧モデルと同様である。

次に外気圧勾配モデルの修正を行う。修正方法は式(2.22)に対して高精度勾配モデルと同様に次元数を用いた重み付き平均ではなく近傍粒子全体の相対位置関係に基づく重み付き平均を行う。修正後の外気圧勾配モデルを式(2.28)に示す。

$$\begin{aligned}
 \langle \nabla P \rangle_i = & \left[ \sum_{\substack{j \neq i \\ \text{type}(j) \neq \text{gas}}} w(\vec{r}_{ij}) \frac{\mathbf{r}_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|} \otimes \frac{\mathbf{r}_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|} \right]^{-1} \left( \frac{1}{n^0} \sum_{\substack{j \neq i \\ \text{type}(j) \neq \text{gas}}} \left[ (P_j - \hat{P}_i) \frac{\mathbf{r}_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|^2} w(\mathbf{r}_{ij}) \right] \right) \\
 & + \left[ \sum_{\substack{j \neq i \\ \text{type}(j) = \text{gas}}} w(\vec{r}_{ij}) \frac{\mathbf{r}_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|} \otimes \frac{\mathbf{r}_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|} \right]^{-1} \left( \frac{1}{n^0} \sum_{\substack{j \neq i \\ \text{type}(j) = \text{gas}}} \left[ (P_j - P_i^{\text{gas}}) \frac{\mathbf{r}_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|^2} w(\mathbf{r}_{ij}) \right] \right) \quad (2.28)
 \end{aligned}$$

式(2.27)および式(2.28)を用いることで気液界面における気相-液相間の相互作用を標準型気液二相流 MPS 法を用いる場合よりも安定かつ正確にシミュレーションできる。

## 2.4 高精度気液二相流 MPS 法の計算精度に関する検証計算

本研究で開発した高精度気液二相流 MPS 法の計算精度が従来型気液二相流 MPS 法とくらべて向上したことを確認するため、静的問題および動的問題に関する検証計算を行った。具体的には、静的問題として矩形数値水槽における静水圧および気圧解析および気液界面粒子の振動解析を行った。また、動的問題としては同じく矩形水槽における水柱崩壊を実施し、波形の保存性におよび圧力に関する比較検証を行った。

### 2.4.1 静的問題

#### (1) 計算概要

本項では、2次元矩形数値水槽における静気圧問題および気液界面安定性問題に対して高精度気液二相流 MPS 法および標準型気液二相流 MPS 法を用いて数値実験を行い、その計算結果を比較することで計算精度向上に関する検討を行う。

計算体系および計算条件を Fig. 2-4-1 および Table 2-4-1 にそれぞれ示す。計算領域は気液界面を境として液相粒子と気相粒子が配置されており、液相粒子は幅、深さともに 0.4 m の正方形状となるように配置している。一方、気相領域の幅は液相領域と同様の 0.4 m とし、気相領域の高さは 0.4 m から 1.0 m の間で 0.2 m 刻みで変化させる。本計算では MPS 法における空間解像度の指標である粒子間距離を 0.01 m とし、再現時間を 10 s としている。なお、本計算では気相領域の上端には一般的な自由表面境界と同様に圧力 0 のディリクレ境界条件を与えている。また、気相粒子および液相粒子の密度は摂氏 15 度における物性値を用いている。

解析対象は気液界面の液相粒子における静気圧および鉛直座標とする。計算精度の比較は、静気圧および鉛直座標の計算結果の空間方向および時間方向の振動の小ささおよび解析解との誤差量で評価できる。そこで、各出力時刻において自由表面粒子を抽出し、各粒

子の鉛直座標および作用空気圧力の空間方向の平均値および標準偏差を解析したものを時系列状に並べた。また、計算開始後より定常状態となった 2.0 s から 10.0 s に渡り、各時刻における空間方向の平均値および標準偏差を時間方向に対して平均する。

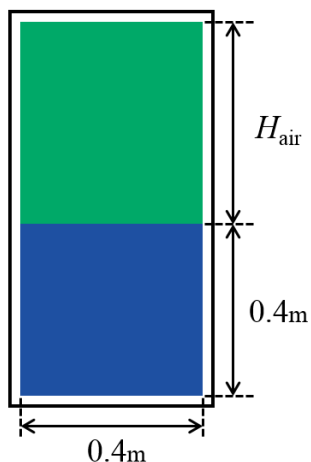


Fig. 2-4-1 Numerical calculation system for static pressure.

Table 2-4-1. Calculation condition for the static problem.

Item	Value
Number of particles	4,818~8,508
Distance between particles [m]	0.01
Simulation time [s]	10.0
Density of water [kg/m <sup>3</sup> ]	1000
Density of air [kg/m <sup>3</sup> ]	1.2
Kinematic viscosity of water [m <sup>2</sup> /s]	1.0×10 <sup>-6</sup>
Kinematic viscosity of air [m <sup>2</sup> /s]	1.44×10 <sup>-5</sup>
Expansion of water [m·s/kg]	1.0×10 <sup>-7</sup>
Expansion of air [m·s/kg]	1.0×10 <sup>-5</sup>
Time step [s]	5.0×10 <sup>-4</sup>
Time step of measurement [s]	0.01
Air phase height [m]	1.0, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 2.0

## (2) 結果考察

計算結果を Fig. 2-4-2 から Fig. 2-4-7 に示す。Fig. 2-4-2 に気相高さ( $H_{Air}$ )が 0.4 m のときの液相自由表面粒子の初期座標からの誤差量に関する空間方向平均(左図)およびその標準偏差(右図)の時系列を示す。なおグラフの縦軸は粒子間距離  $l_0$  で無次元化している。Fig. 2-4-

2 左図より提案手法では標準手法と比較して僅かに初期水位が減少していることがわかる。この水位の微減は式(2.14)の圧力のポアソン方程式のソース項の改良に起因していると考えられる。第 2.3.2 項で述べた通り、PND 条件のみを用いる場合には本質的に流体体積の保存性が満たされるが、Divergence-Free 条件を用いる場合には誤差の蓄積による体積減少が生じる。そのため、Divergence-Free 条件を併用している本手法においても体積の減少がみられたと考えられる。しかしながら、当該誤差は粒子間距離に対する割合としては 5% 程度であることからほとんど問題とならないと考えられる。また、Fig. 2-4-2 右図の標準偏差の時間変動により明らかなように、提案手法では定常状態における自由表面粒子の鉛直座標の空間方向標準偏差が標準手法と比較しておよそ 1/10 と大きく抑えられていることがわかる。これは自由表面粒子の非物理的な振動が抑えられていることを示している。MPS 法では、計算初期配置が正方格子状に並べられている場合、計算開始直後より粒子配置がより安定的なハニカム構造へ移行しようとするため粒子配置が不均一になりやすい。そのため、特に自由表面と壁境界が接する領域では粒子数密度の時間的および空間的な変動が大きくなるため、粒子の等方性を仮定する標準手法に比べて粒子の相対位置を厳密に計算する提案手法により計算精度が向上したと考えられる。また、高精度外気圧モデルの導入により、標準手法では考慮されなかった液相粒子-気相粒子間の相対位置についても計算されているため、気液界面における圧力勾配計算の精度が向上していると考えられる。

Fig. 2-4-3 に同条件における自由表面に作用する空気圧力の空間方向平均および標準偏差の時系列を示す。Fig. 2-4-3 左図より作用圧力の平均値は標準手法および提案手法ともにほぼ理論値と同等であることがわかる。しかしながら、標準手法では圧力の空間方向および時間方向での振動が大きい。Fig. 2-4-3 右図に示すように各時刻における空間方向の作用圧力の標準偏差は 4 s 付近のスパイクノイズを含めてかなり乱れており、自由表面に対して均等に空気圧力が作用していないことがわかる。一方で提案手法では大きな改善が見られ、定常状態における圧力振動が大きく低減している事がわかり、静気圧問題において自由表面に対して空気圧力が空間方向および時間方向に対してより均等に作用していることが示された。これは本研究では式(2.14)の圧力のポアソン方程式のソース項の改良により PND 条件に対して Divergence-free 条件の寄与を大きく設定していることが主要な要因であると考えられる。

次に、Fig. 2-4-4 および Fig. 2-4-5 に気相高さが 1.0 m のときの液相自由表面粒子の平均鉛直移動量および標準偏差、ならびに作用圧力の空間平均および標準偏差をそれぞれ示す。気相高さが高く変化した場合であっても各計算結果は、Fig. 2-4-2 および Fig. 2-4-3 に示している気相高さが 0.4 m のときと同様に自由表面粒子の座標および作用空気圧力の安定性が向上していることがわかる。計算開始直後の過渡応答および定常状態における解析結果の傾向についてもほぼ同様である事がわかる。計算開始直後の過渡応答時において鉛直座標および平均圧力値が急激に上昇しているが、これは計算領域内の粒子が正方格子状に配置されていることに起因している。計算開始直後では粒子数密度がすべての粒子で同様かつ粒子数密度が変化しないため圧力値がゼロとなり粒子間で圧力差が生じない。そのため各粒子は重力に従って垂直に落下しようとする。微小時間の経過により水底部で液相粒子



と壁粒子が接近することで水底部近傍の液相粒子の粒子数密度が上昇するため圧力が生じることになる。従って粒子の圧力値は水底方向から順々に計算されていくため計算開始直後の微小時間内では水底近傍と自由表面近傍との間では圧力値が連続的な変化ではなく不連続となるため、水底付近からの強い圧力波を受けた自由表面粒子が鉛直上向きに瞬間的に上昇することになる。

Fig. 2-4-6 および Fig. 2-4-7 に各気相高さに対する無次元鉛直座標および無次元気圧を比較した結果をそれぞれ示す。Fig. 2-4-6 よりいずれの気相高さにおいても自由表面高さの減少は粒子間距離の 5%程度であることがわかる。また Fig. 2-4-7 より圧力振動の大きな抑制効果についても気相高さによらないことから、本手法は計算領域の規模によらず標準手法と比較して計算精度を向上させる効果があることがわかる。

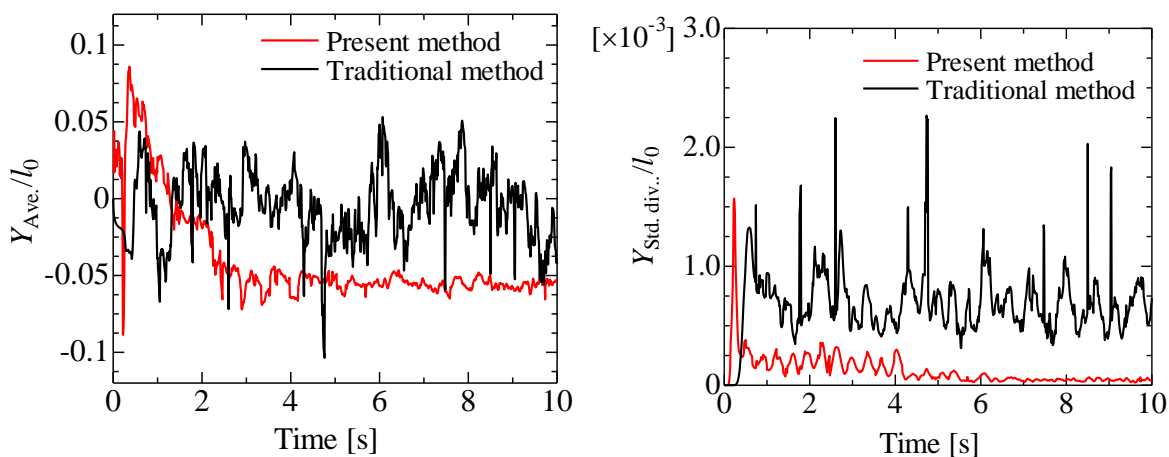


Fig. 2-4-2 Comparison of vertical displacement at  $H_{AIR}=0.4$  m (left: Spatial average, right: Standard deviation).

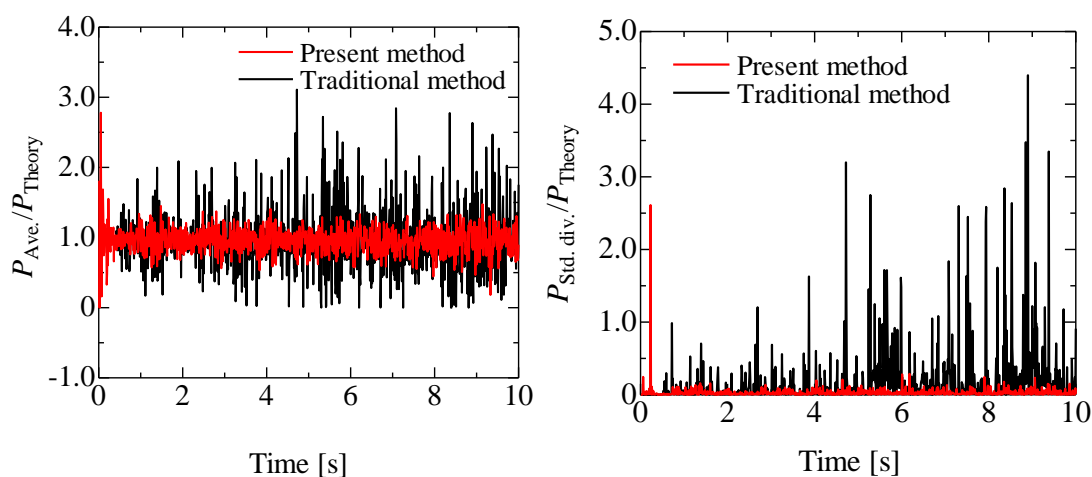


Fig. 2-4-3 Comparison of air pressure at  $H_{AIR}=0.4$  m (left: Spatial average, right: Standard deviation).

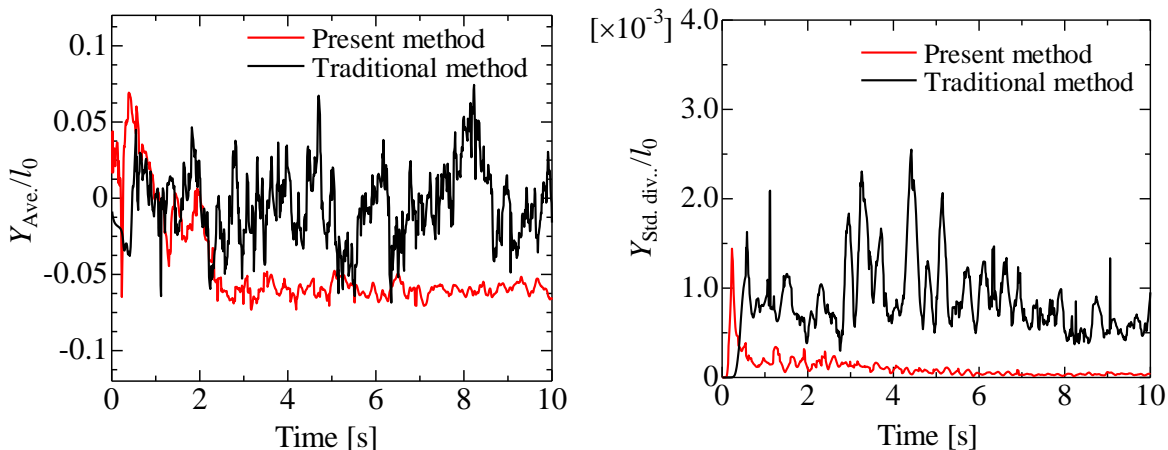


Fig. 2-4-4 Comparison of vertical displacement at  $H_{AIR}=1.0$  m (left: Spatial average, right: Standard deviation).

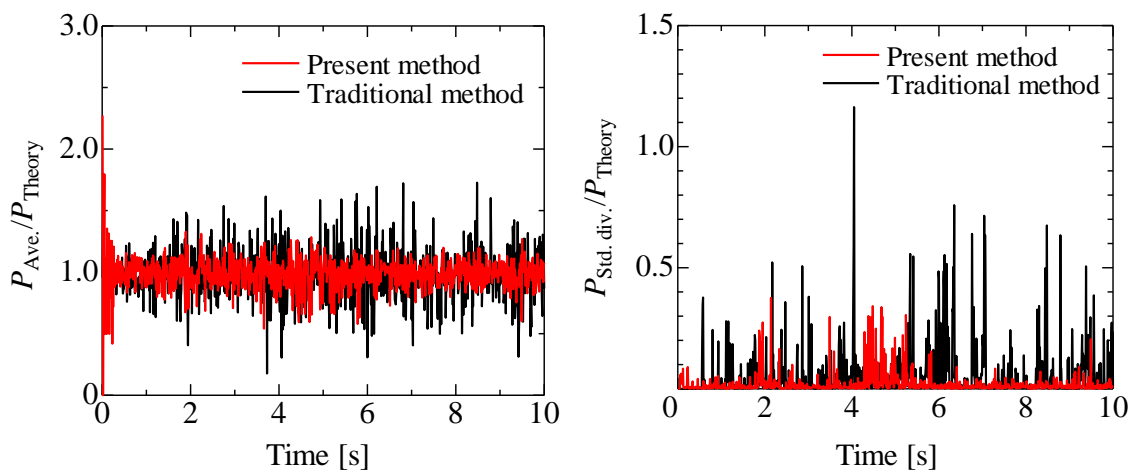


Fig. 2-4-5 Comparison of air pressure at  $H_{AIR}=1.0$  m (left: Spatial average, right: Standard deviation).

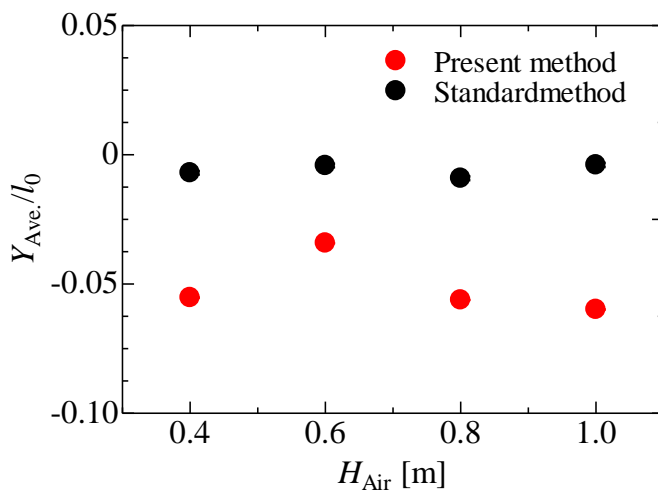


Fig. 2-4-6 Non-dimensional vertical displacement to air phase height.

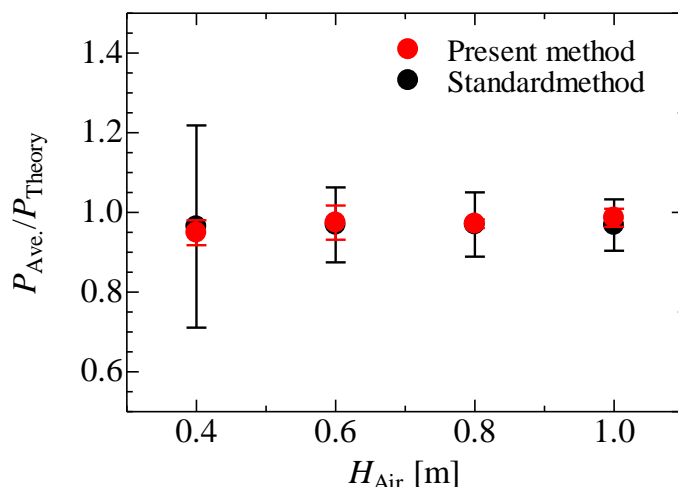


Fig. 2-4-7 Non-dimensional air pressure to air phase height.

## 2.4.2 動的問題

### (1) 計算概要

本研究で開発した高精度気液二相流 MPS 法の動的問題に対する適用性の検討を行う。本項では動的問題として2次元水柱崩壊シミュレーションを実施する。Fig. 2-4-8 に計算体系を示す。水柱の大きさは幅 0.2 m、高さ 0.4 m とし、2次元数値水槽の幅は 1.2 m、高さ 1.6 m としており気相粒子を計算領域全体に配置している。静的問題においては気相領域の上端を開放していたが本項では水柱崩壊に伴う気相粒子の上端界面の大変形を避けるために四方を壁境界で囲っている。計算条件は前項の静的問題とおおむね同様であり、粒子間距離を 0.01 m と 0.005 m の2種類とした。また、液相および気相粒子の密度および動粘性係数は摂氏 15 度の物性値を使用している。計算時間ステップは水柱崩壊の最大流速  $u_{\text{max}}$  を式(2.29)に示す推定式<sup>(16)</sup>を用いてクーラン数が 0.2 となるように決定している。

$$u_{\text{max}} = 2\sqrt{gH} \quad (2.27)$$

ここで、 $g$  は重力加速度、 $H$  は水柱高さである。

解析対象は崩壊水柱の先端位置の時刻歴解析としている。なお、崩壊水柱の先端位置については Martin et al. <sup>(17)</sup> の実験結果および単相流 MPS 法における計算結果を比較対象として、Fig. 2-4-8 に示す崩壊水柱先端位置  $Z$  と水柱幅  $L$  の比より算出した。

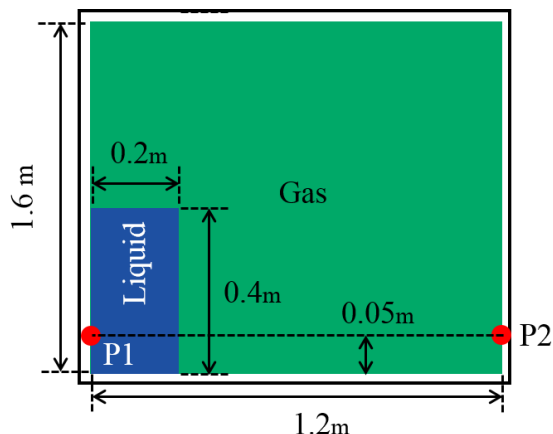


Fig. 2-4-8 Numerical setup system for 2-dimensional dam break problem.

Table 2-4-2. Calculation condition for the dynamic problem.

Item	Value
Number of particles	80442, 20916
Distance between particles [m]	0.005, 0.01
Simulation time [s]	10.0
Density of water [kg/m <sup>3</sup> ]	999.1
Density of air [kg/m <sup>3</sup> ]	1.226
Kinematic viscosity of water [m <sup>2</sup> /s]	$1.0 \times 10^{-6}$
Kinematic viscosity of air [m <sup>2</sup> /s]	$1.44 \times 10^{-5}$
Expansion of water [m·s/kg]	$1.0 \times 10^{-7}$
Expansion of air [m·s/kg]	$1.0 \times 10^{-5}$
Time step [s]	$2.5 \times 10^{-4}$
Time step of measurement [s]	0.0025

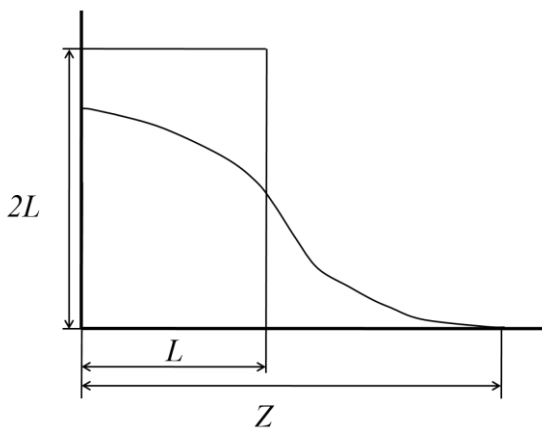


Fig. 2-4-9 Analysis system for top position of the dam break problem.

## (2) 結果考察

計算結果を以下に示す。まず Fig. 2-4-10 および Fig. 2-4-11 に標準気液二相流 MPS 法による計算結果のスナップショットを示す。Fig. 2-4-10 に示す計算開始後 0.3 s においては崩壊水柱の先端が空気粒子をかき分けながら進行しているが、Fig. 2-4-11 に示す計算開始後から 0.53 s 後の崩壊水柱の先端が壁に衝突した際に計算が発散した。これは崩壊水柱が壁に衝突する際に空気粒子を巻き込むが、標準手法では液相粒子が気相粒子の存在に関係なく移動するため液相粒子が気相粒子に異常接近することになる。その結果、気相粒子の計算スキームの際に気相粒子の粒子数密度が急激に上昇し局所的に異常な圧力が加わることになり計算が発散する。なお、Fig. 2-4-11 において表示領域の上部に空白領域内に孤立している気相粒子がいくつかあるが、これらは表示領域右下で崩壊水柱が壁粒子に衝突したさいに壁近傍の気相粒子が異常圧力により高速度ではじき出されたものである。一方で、Fig. 2-4-12 から Fig. 2-4-15 に示す本研究で開発した高精度気液二相流 MPS 法による計算結果のスナップショットを見ると、水塊が壁に衝突した際も発散すること無く計算できていることがわかる。Fig. 2-4-14 では水塊衝突後に生じる反射流により空気粒子が巻き込まれる様子が表されている。その後の Fig. 2-4-15 において反射流の中に空気粒子が封入されていることが表されており、そのような状態においても本手法では異常圧力により発散すること無く計算できていることがわかる。

Fig. 2-4-16 に崩壊水柱の先端位置の計算結果と実験結果との比較結果を示す。Fig. 2-4-16 より標準手法と開発手法では計算結果はほとんど同じ結果を示している事がわかる。また両手法による計算結果と Martin et al.による実験結果についても概ね良好に一致しているものの、粒子間距離が 0.01m のときは無次元時間が 2.0 以降では実験結果の方が先端位置の発達が早くなっていることがわかる。これは、液相粒子と気相粒子との間との相互作用ではなく水柱を構成する液相粒子と底面を構成する壁粒子との相互作用の影響が大きいと考えられる。第 2.2.3 項で述べたように本研究で用いている MPS 法では壁境界は壁粒子で構成されている。そのため、壁境界は直線的ではなく壁境界を構成する各壁粒子の計算点を中心とした影響範囲円の重ね合わせで表現される。つまり、壁境界の表面は滑らかな平面では無く粒子が連なった凹凸のある形状をしている。よって、液相粒子と底面部の壁境界との間では数値的な摩擦が生じることとなるため水塊の進行速度が実験結果と比較して遅くなったと考えられる。この考察を裏付けるように、粒子間距離が 0.005 m のときの本手法による計算結果は全時間にわたって実験結果とほぼ一致していることがわかる。標準手法では無次元時間が約 2.5 の時に計算が発散してしまうが、提案手法では発散すること無く計算できていることがわかる。粒子間距離が小さくなり空間解像度が上がったことで、液相粒子と底面部の壁粒子との間に生じる数値的な摩擦影響が小さくなったことで実験値との誤差を低減することができたと考えられる。

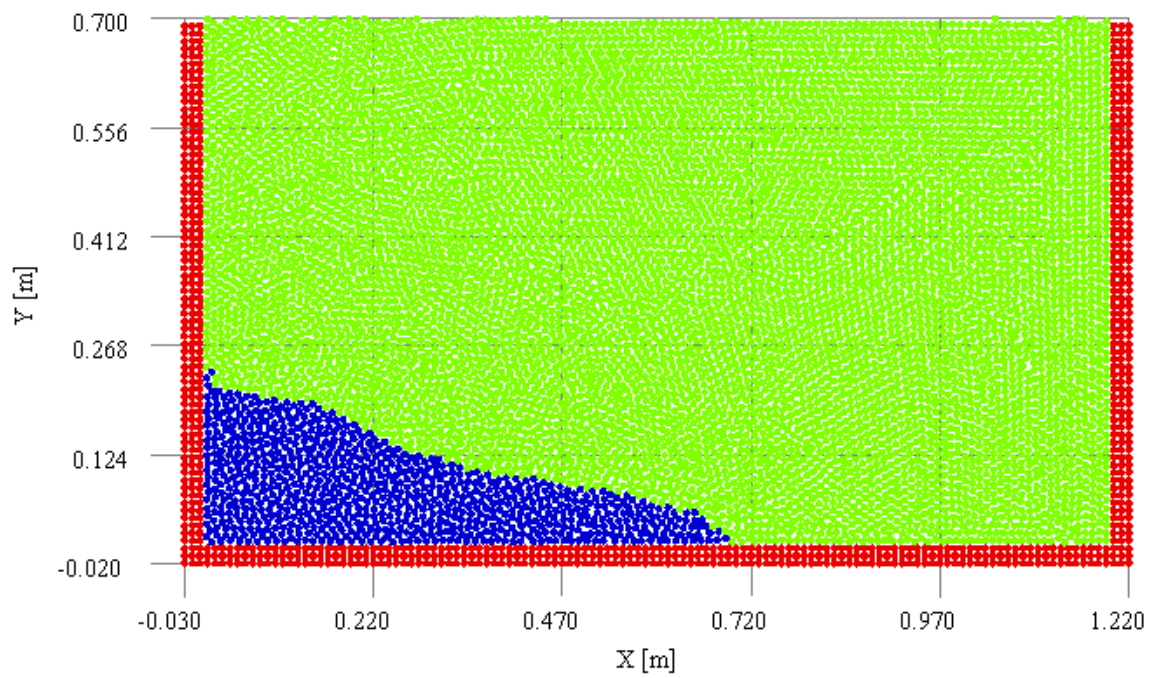


Fig. 2-4-10 Snapshot at 0.3 s of numerical result by the traditional method.

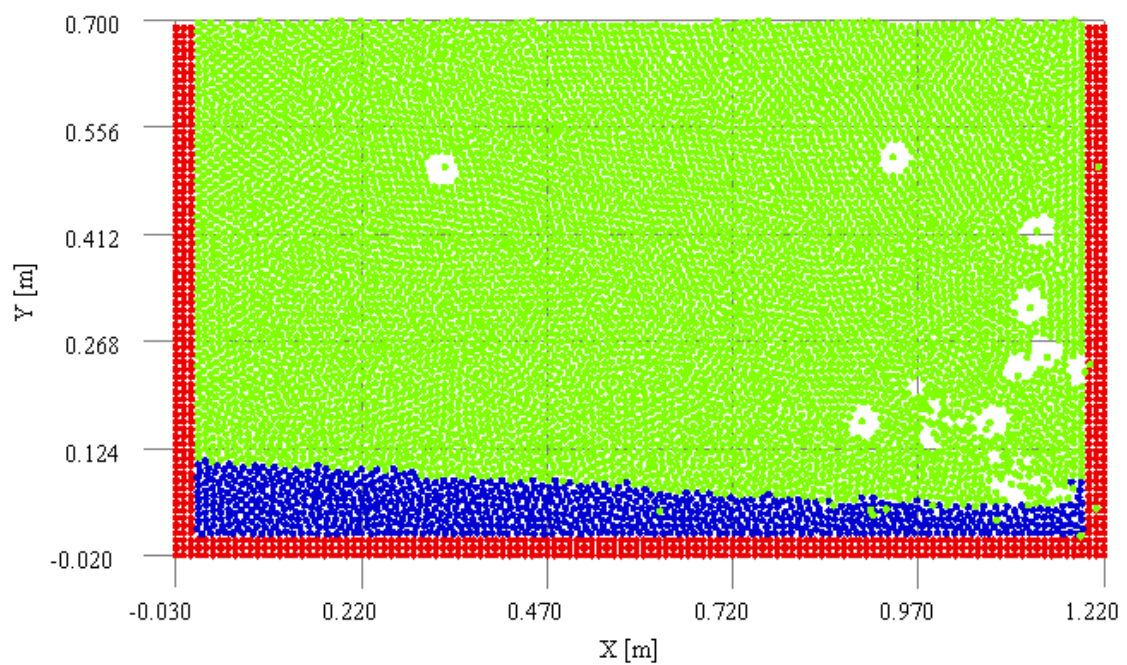


Fig. 2-4-11 Snapshot at 0.53 s of numerical result by the traditional method.

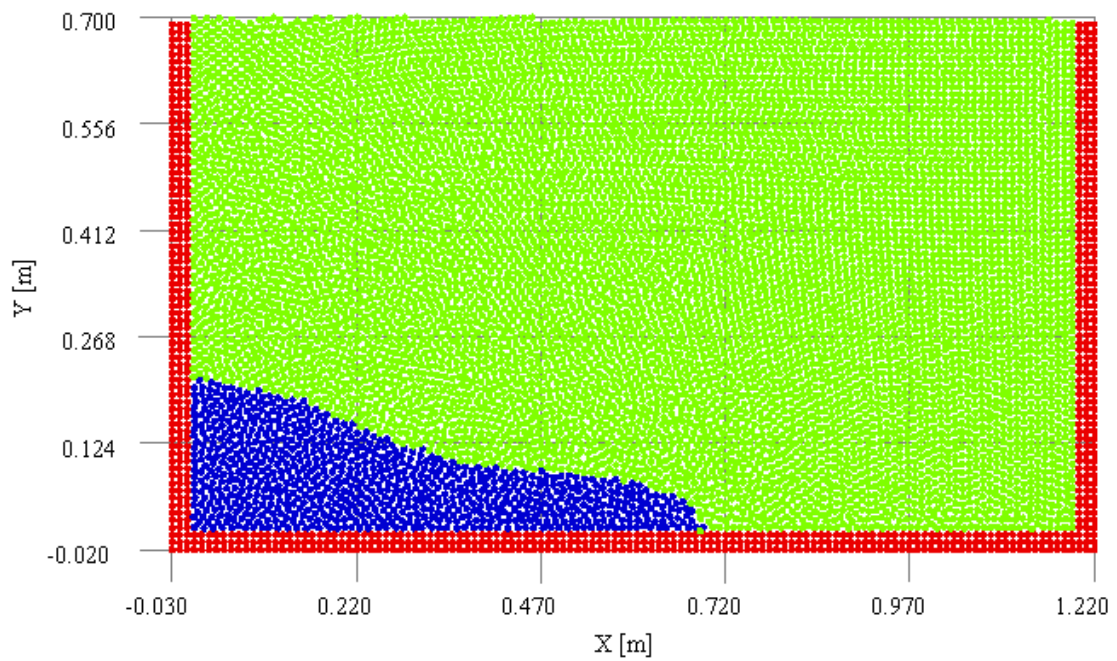


Fig. 2-4-12 Snapshot at 0.3 s of numerical result by the present method.

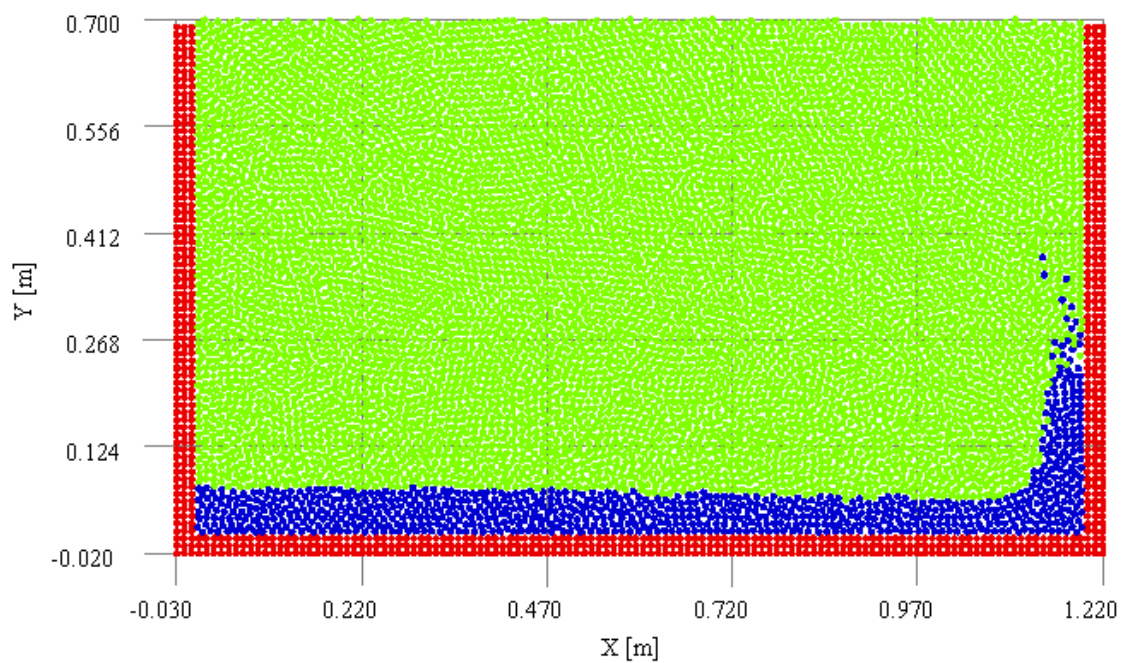


Fig. 2-4-13 Snapshot at 0.7 s of numerical result by the present method.

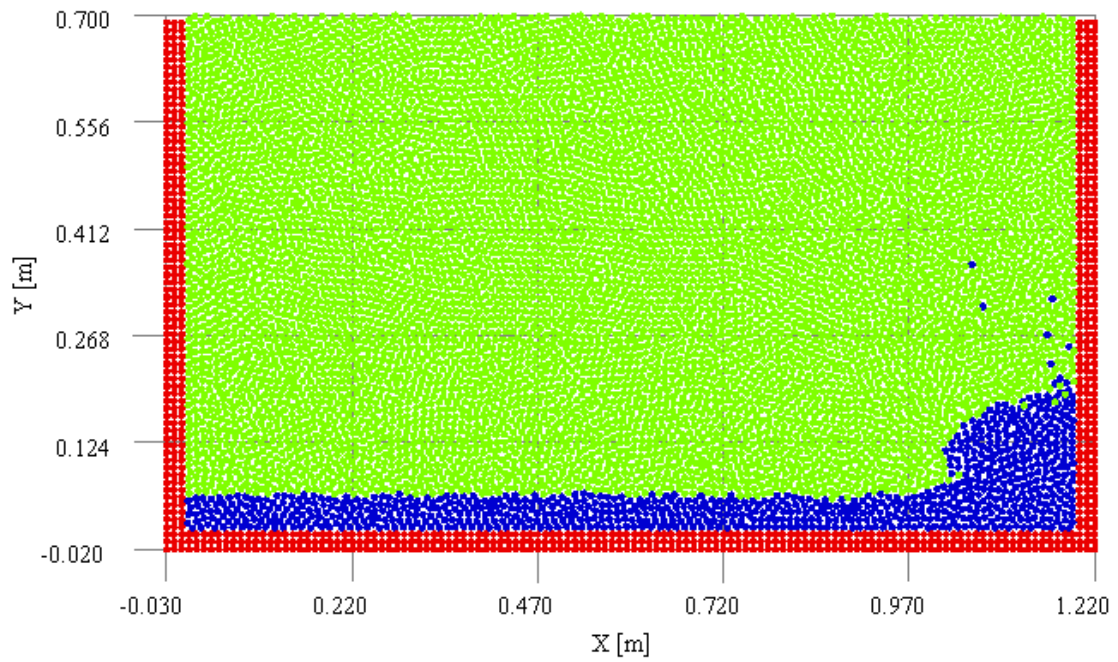


Fig. 2-4-14 Snapshot at 0.9 s of numerical result by the present method.

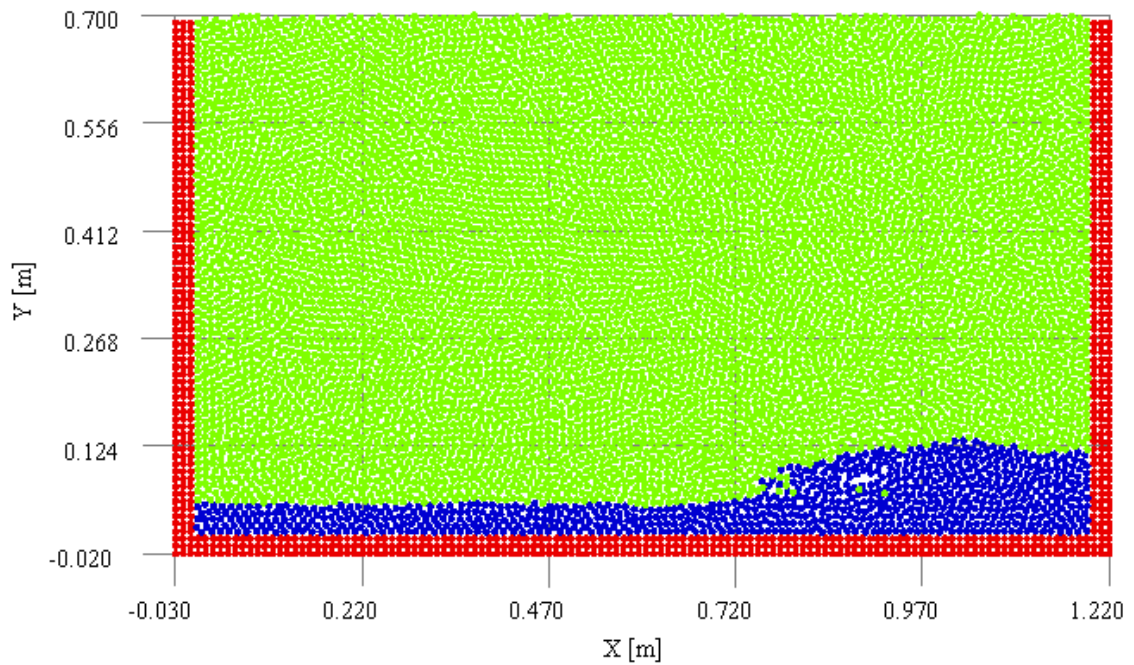


Fig. 2-4-15 Snapshot at 1.1 s of numerical result by the present method.



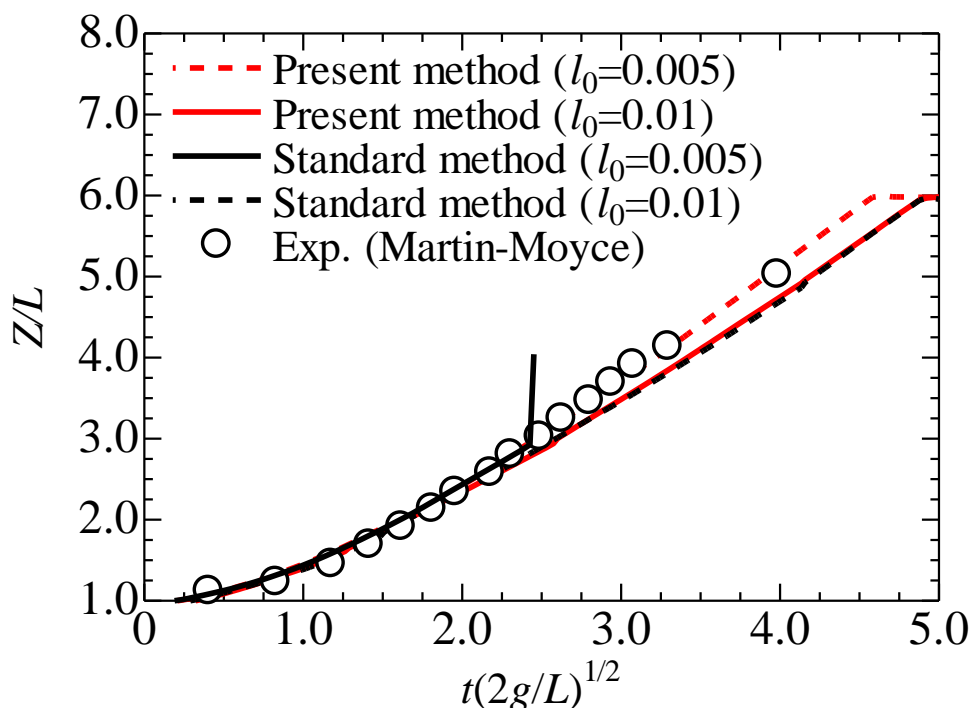


Fig. 2-4-16 Leading edge position.

## 2.5 結 語

本章では、気液二相流 MPS 法における支配方程式の離散化手法および計算アルゴリズムの説明、および高精度化手法の説明を行った。また、本研究で開発した高精度化気液二相流 MPS 法の計算精度向上について検証計算を行った。本章で得られた結果をまとめると以下ようになる。

- (1) 静的問題として矩形水槽における自由表面の座標振動および作用空気圧を解析対象とした数値シミュレーションを実施した。標準手法および本研究での開発手法の計算結果を比較した結果、自由表面座標については圧力のポアソン方程式の改良に起因する体積減少が僅かに見られるものの、標準手法と比較して自由表面粒子の振動が大きく抑えられていることが示された。また、自由表面粒子への作用空気圧についても開発手法は標準手法と比較して圧力振動を大きく抑えることができた。また、気相高さを変えた数値シミュレーションの実施により、この計算精度向上については気相高さの影響によらないことも示された。
- (2) 動的問題として、水柱崩壊の数値シミュレーションを実施した。標準手法では水塊の壁面への衝突時に気相粒子に異常圧力が生じ計算が発散したが、開発手法では安定して計算を実施することができた。また、水塊の先端位置の時間変化を実験値と比較した結果、液相粒子と壁粒子との間の数値摩擦に起因する誤差がみうけられたものの計算結果は実験結果を良好な精度で再現できていることが示された。

本章での成果により、これまで単相流 MPS 法で用いられてきた計算精度向上化手法は気液二相流 MPS 法に対しても有効であることが示された。本研究で開発した高精度気液二相流 MPS 法は標準気液二相流 MPS 法と比較して物理的な妥当性を担保しつつ計算安定性の向上を示すことができた。

## 参考文献

- (1) 越塚誠一：粒子法，計算力学レクチャーシリーズ 5，丸善出版，2005.
- (2) Koshizuka, S., and Oka. Y.: Moving-Particle Semi-implicit Method for Fragmentation of Incompressible Fluid, Nucl. Sci. Eng., Vol. 123, pp.421-434, 1996.
- (3) Hundsdorfer, W.: Numerical Solution of Advection-Diffusion-Reaction Equations, Centrum Wiskunde & Informatica, 2000.
- (4) 柴田和也, 室園浩司, 近藤雅裕, 酒井幹夫, 越塚誠一: MPS 法における外気圧と負圧の考慮および curl 演算子の開発に関する研究, 計算工学講演会論文集, Vol. 17, 2012.
- (5) Kosizuka, S., Ikeda, H. and Oka, Y.: Numerical Analysis of Fragmentation Mechanisms in Vapor Explosions, Nuclear Eng. And Des., Vol.189, pp.423-433, 1999.5.
- (6) 増田光弘, 居駒知樹, 増田光一, 前田久明: 空気室を有する浮体式構造物の波浪中応答解析への 2 次元 MPS 法適用に関する研究, 数値流体力学シンポジウム講演論文集, Vol. 21, F5-3, 2007.
- (7) 玉井佑, 柴田和也, 越塚誠一: Taylor 展開を用いた高次精度 MPS 法の開発, 日本計算工学会論文集, Vol. 2013, p.2013003, 2013.
- (8) Ikari, H., Khayyer, A. and Gotoh, H.: Corrected Higher Order Laplacian for Enhancement of Pressure Calculation by Projection-based Particle Methods with Applications in Ocean Engineering, J. Ocean Eng. Mar. Energy, Vol. 1, No. 4, pp.361-376, 2015.
- (9) 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), 日本航海学会論文集, Vol. 129, pp.31-37, 2013.
- (10) 新井淳: 船首周りにおける水面挙動の数値解析手法に関する研究, 日本船舶海洋工学会講演会論文集, Vol. 12, pp.445-448, 2011.
- (11) 笹原裕太郎: OWC 型浮体式波力発電装置の性能推定に対する MPS 法の適用性に関する研究, 東京海洋大学修士学位論文, 2014.
- (12) 末吉誠: 水波と浮体の相互干渉問題に対する粒子法と境界要素法によるハイブリッド計算法の開発, 九州大学応用力学研究所所報, Vol. 133, pp.155-160, 2007.
- (13) Hirata, N. and Anzai, K.: Numerical Simulation of Shrinkage Formation of Pure Sn Casting Using Particle Method, Materials Transactions, Vol. 52, No. 10, pp.1931-1938, 2011.
- (14) 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.46-50, 2010.

- (15) 玉井佑, 越塚誠一, 柴田和也: MPS 法における高精度粒子間相互作用モデルの開発, 計算工学講演会論文集, Vol. 17, C-2-2, 2012.
  - (16) 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, 計算工学会論文集, Vol. 2010, p. 2010031, 2010.
  - (17) Martin, J. C. and Moyce, W. J.: Part IV. An experimental study of the collapse of liquid columns on a rigid horizontal plane, Philosophical Transaction of the Royal Society of London, Series A, Mathematical and Physical Sciences, Vol. 244, No. 882, pp.312-324, 1952.
-

## 第3章：振動水柱型波力発電装置の波浪中性能解析への高精度気液二相流 MPS 法の拡張

### 3.1 本章概説

前章で開発した高精度気液二相流 MPS 法は、標準型気液二相流 MPS 法からの計算精度の向上が示された。本研究で開発した高精度気液二相流 MPS 法を TF-MPS-HGD-SII (Two-phase Flow MPS method with High order Gradient and Divergence and Stabilized Interface Interaction) と呼ぶことにし、本手法の振動水柱型波力発電装置の波浪中性能解析に向けた妥当性の検討を行う。

本章では、TF-MPS-HGD-SII の有効性について、岸壁設置型 OWC 型波力発電装置の一発大波中応答シミュレーションの実施により検討する。その結果より、振動水柱型波力発電装置の波浪中応答解析への適用性をより高めることを目的として、空気室内応答解析の計算精度向上手法およびシミュレーション全体の効率化のために開発した要素技術についての説明ならびにその導入妥当性について述べる。

### 3.2 岸壁設置型 OWC 型波力発電装置の一発大波中応答解析

#### 3.2.1 計算概要

TF-MPS-HGD-SII を OWC 型波力発電装置の波浪中性能解析への有効性の検討を行うために、沿岸固定式 OWC 型波力発電装置の一つである LIMPET<sup>(1)</sup>を参考とした OWC モデルを作成し、一発大波に対する 2 次元数値シミュレーションを実施する。Fig. 3-2-1 に本 OWC モデルの各寸法を示す。設定水深は対象海域の満潮時を想定し 7.7m としている。

本計算では、空気粒子を計算領域全体へ配置し、空気巻き込みを伴う砕波およびその構造体への衝突力の表現を試みる。一方で、計算領域全体への空気粒子の配置は将来的な 3 次元大規模計算を実行する際に爆発的な計算コストの増加を招くことから、空気粒子を空気室内部周辺のみならず空気粒子を配置した場合の計算結果との比較により、効果的な空気粒子配置についての考察を行う。

Fig. 3-2-2 に示す計算領域全体に空気粒子を配置した状態を Case 1、Fig. 3-2-3 に示す空気室内部周辺のみならず空気粒子を配置した状態を Case 2 とする。Case 2 における空気粒子の配置範囲は Fig. 2 内の赤破線で囲まれた領域である。なお、Case 2 では空気室外部における空

気影響を疑似的に表現するために、空気室内の自由表面に作用する平均気圧を基準圧力として空気室外の自由表面に境界条件として与える。また、計算条件を Table 3-2-1 に示す。解析対象は入射波の構造体衝突時の飛沫分布形状、構造体に作用する波荷重、並びに空気室内の水位および空気圧力としている。

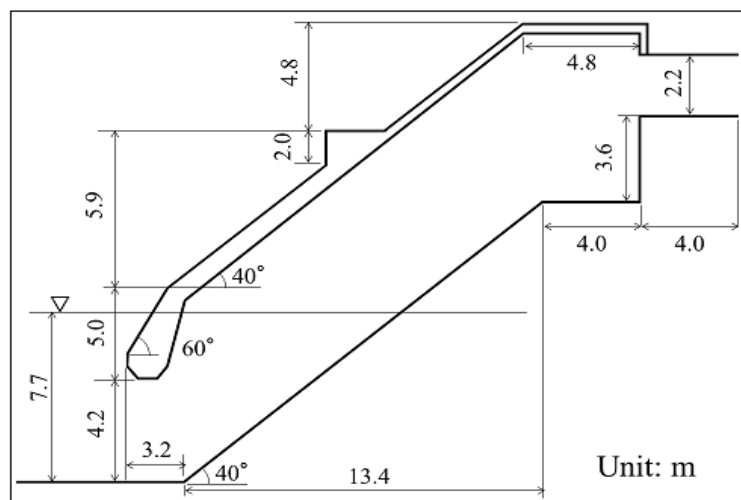


Fig. 3-2-1 Main dimensions of the OWC model geometry.

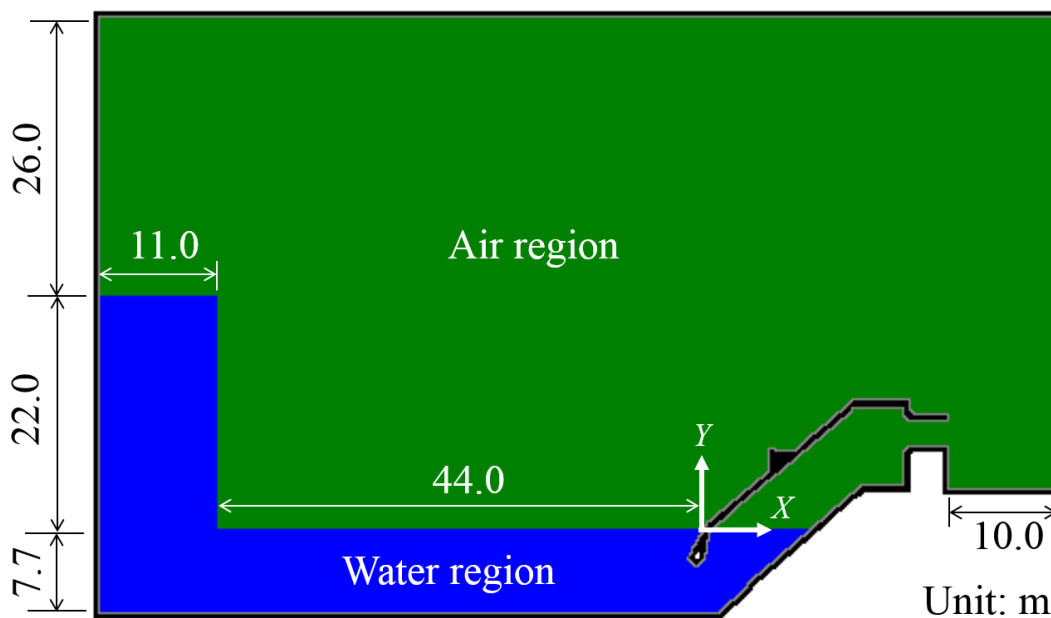


Fig. 3-2-2 Dimension of numerical wave tank of "Case 1".

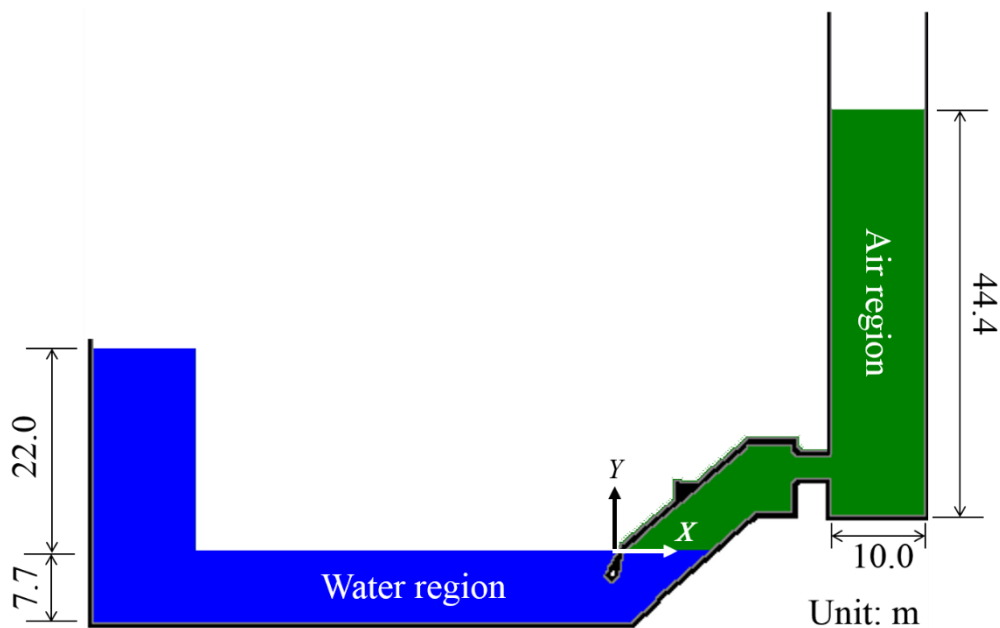


Fig. 3-2-3 Dimension of numerical wave tank of “Case 2”.

Table 3-2-1 Calculation condition at model scale

Item	Value
Number of particles [-]: Case 1	121,204
Case 2	36,494
Particle resolution [-]	1/20
Simulation time [s]	6.0
Density of fluid [kg/m <sup>3</sup> ]: Water	999.1
Air	1.2
Kinematic viscosity [m <sup>2</sup> /s]: Water	1.0×10 <sup>-6</sup>
Air	1.44×10 <sup>-5</sup>
Coefficient of compressibility [-]: Water	6.64×10 <sup>-9</sup>
Air	7.04×10 <sup>-6</sup>
Reference pressure of Case 2 [Pa]	28.51
Courant number [-]	0.2

### 3.2.2 入射波条件

入射波条件としては空気巻き込みを水柱崩壊による一発大波を用いる。入射波高は LIMPET 設置海域の海象<sup>(1)</sup>が最も厳しい状態かつ 1/10000 最大波が生じたと仮定し、波高が 9.9m となるように水柱の大きさを調整している。

Fig. 3-2-4 に OWC モデル前 25.0m における入射波の水位時系列波形を示す。Fig. 3-2-4 より両 Case の波形はほぼ一致しており、入射波の水位変動に関して空気粒子の有無は大きな影響を及ぼさないことが分かる。これは砕波前の入射波の自由表面近傍の空気圧力分布は大幅に擾乱されることがないため、境界条件としての空気圧力が両ケースともにほぼ同一であることから挙動が同様になるためであると考えられる。また、Fig. 3-2-5 および Fig. 3-2-6 に巻き波砕波の形状が現れた 3.35s における各ケースの砕波形状をそれぞれ示す。Fig. 3-2-5 には巻き込まれている空気粒子の圧力値をコンターで表している。Fig. 3-2-5 および Fig. 3-2-6 より、両者の砕波ジェット形状および空気が巻き込まれている範囲の形状がおおむね一致していることがわかる。Fig. 3-2-5 において巻き込まれた空気粒子の圧力が外部と比較して 2 倍以上となっているが、入射波の形状への影響は大きくないと考えられる。Fig. 3-2-5 の Case 1 のほうがわずかに前傾しているが、これは Case 1 の場合は気液界面において液相粒子と気相粒子の間で粘性項計算を行っていること、また陽的ステップ後に粒子の異常接近を回避するための衝突判定計算を行っていることに起因する空気粒子からの抵抗を受けているためであると考えられる。

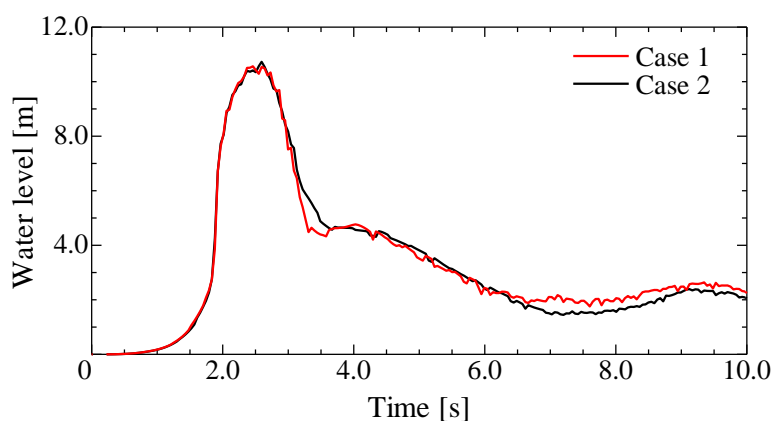


Fig. 3-2-4 Water level of incident waves.

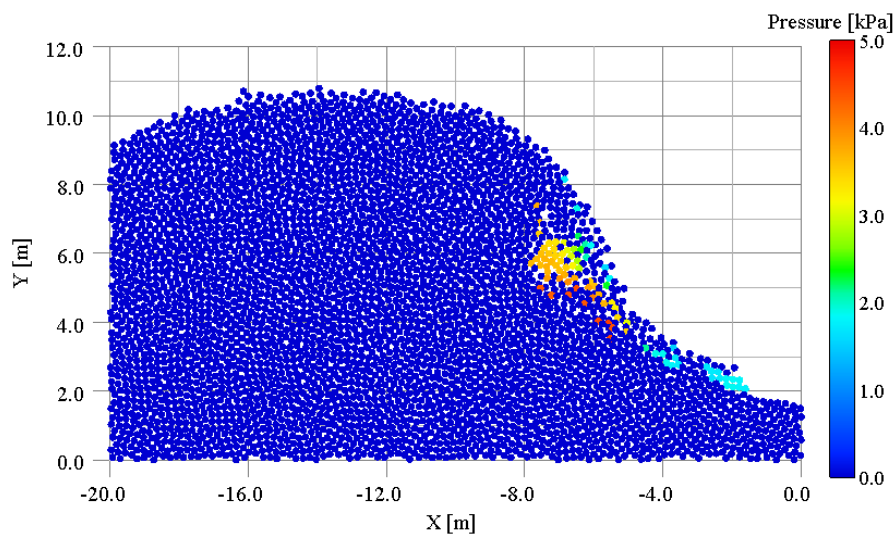


Fig. 3-2-5 Breaking wave shape of Case 1 at 3.35s

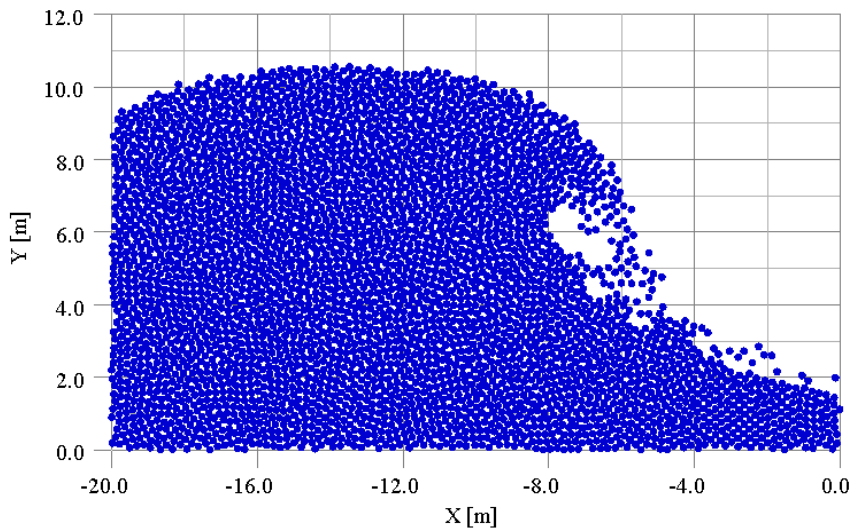


Fig. 3-2-6 Breaking wave shape of Case 2 at 3.35s



### 3.2.3 結果および考察

#### (1) 砕波形状

Fig. 3-2-7 に 5.27s における入射波衝突時の飛沫形状をそれぞれのケースで比較したものを示す。Fig. 3-2-7 より、両 Case における飛沫形状および遡上波の概形はおおむね一致していることから、疑似的な空気圧を取り入れた場合でも十分に砕波時の現象を再現することができると考えられる。これは飛沫の周囲では、空気の圧縮影響がない Case 1 と一様気圧である Case 2 では飛沫周辺の状態がほぼ同一であるためであると考えられる。

一方で、構造体上面付近における砕波形状に違いがみられる。Case 1 の場合は構造体斜面中腹の付加物を越波した際に水塊下部に封じ込められた空気粒子がクッション的な影響を果たしたことにより、Case 2 の場合よりも水塊先端位置が上方へと移動したためであると考えられる。そのため、局所的な空気巻き込みによる衝撃空気圧を表現するような場合には、空気巻き込みが発生したと判断される箇所に対して空気粒子を発生させることができれば、計算コストを削減しつつ空気粒子を計算領域全体に配置した環境を簡易的に再現することができると考えられる。

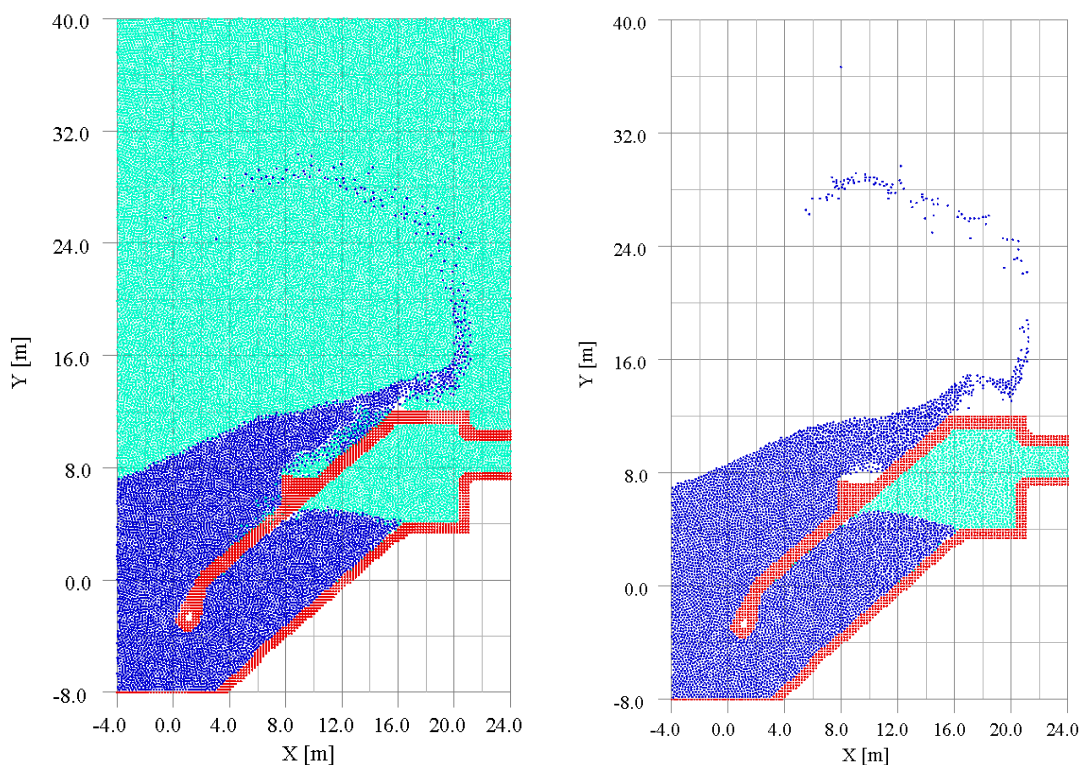


Fig. 3-2-7 Spray form at 5.27s (left: Case 1, right: Case 2).

## (2) 構造体前面への作用波荷重

Fig. 3-2-8 に構造体前面に作用する波荷重の時系列波形を示す。時系列全体として衝撃砕波荷重の様相を呈していることがわかり、特に 4s 付近に入射波の衝突による衝撃的な波荷重が表れている。Fig. 3-2-9 および Fig. 3-2-10 に Case 1 および Case 2 における最大波荷重作用時の水平波圧分布をそれぞれ示す。この時の波荷重の大きさは両ケースともにほぼ同程度であることから、飛沫形状と同様に大局的な評価は空気粒子の有無を問わないといえる。しかしながら、5s 付近では Case 1 は Case 2 と比較して荷重が大きくなり時系列の振動が大きくなっていることがわかる。この時刻付近の各 Case の圧力分布を Fig. 3-2-11 および Fig. 3-2-12 にそれぞれ示す。Fig. 3-2-11 より構造体前面の防波堤上部から斜面に沿って Fig. 3-2-12 よりも高い圧力分布が得られていることが分かる。これは前項と同様に Case 1 において防波堤を越波した際に巻き込んだ空気が構造体に叩き付けられ、押し潰されたことによるものであり、単純に構造体に作用する粒子の数が空気粒子分多くなっていることも影響している。一方で、Fig. 3-2-8 よりこの 5s 付近の荷重の振動の程度は衝突直後の最大値と比較すると小さく、Case 2 の場合でもおおむね Case 1 の平均値をとっていることから、本計算における作用波荷重に対する空気粒子の存在影響は限定的であると考えられる。前章の入射波形状の比較ならびに前項および本項の結果から、局所的な空気影響は認められるため、計算コストに十分な余裕がある場合には Case 1 のように計算領域全体に空気粒子を配置するほうがより実現象を再現していると考えられる。ただし、空気が封入された巻き波砕波の衝撃圧の解析に関しては Case 1 と Case 2 では顕著な差は認められないことから、計算コストを削減したい場合には Case 2 のような疑似的な空気圧の付与でも問題ないと考えられる。

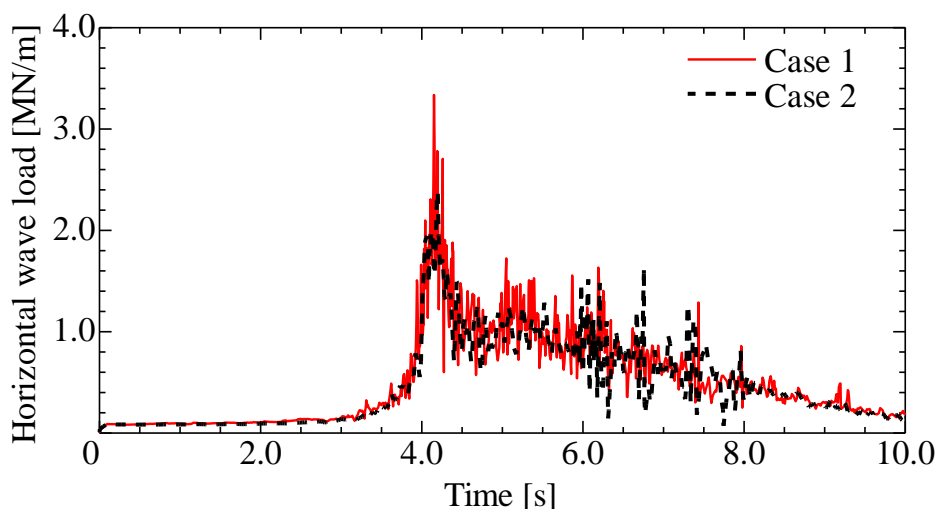


Fig. 3-2-8 Horizontal wave load acting to the structure.

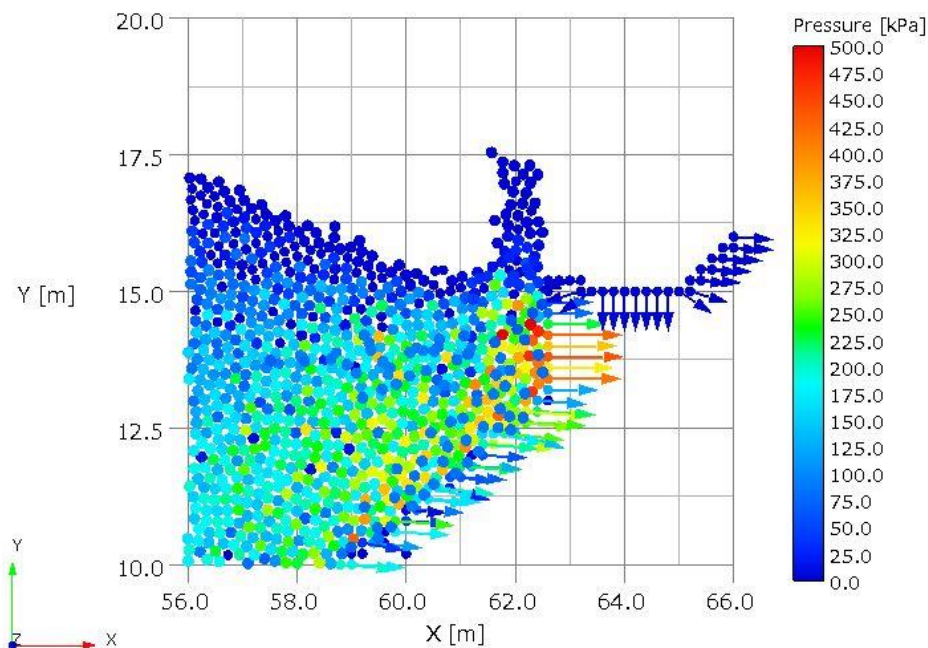


Fig. 3-2-9 Pressure distribution at 4.15 s of Case 1.

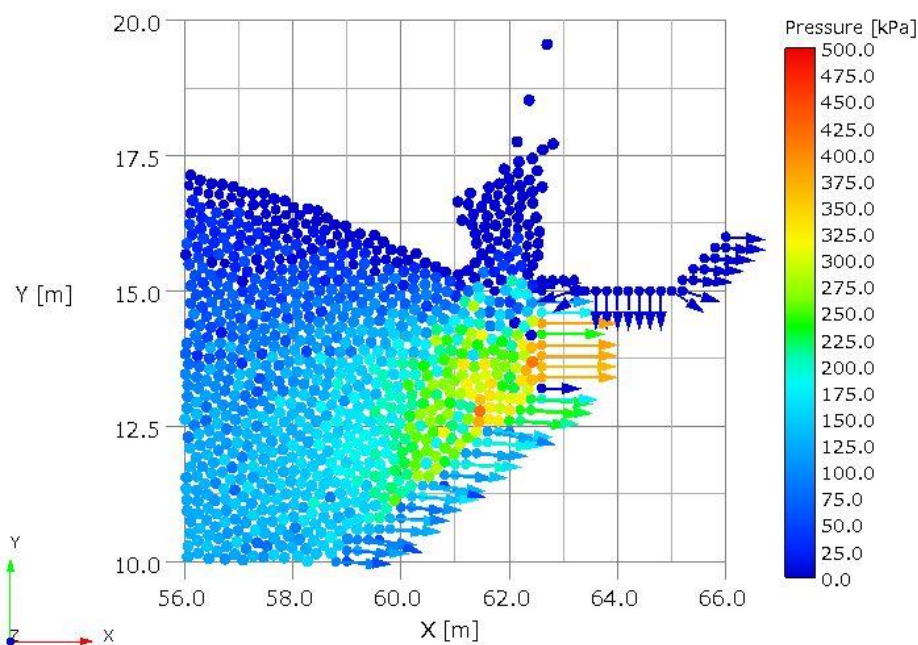


Fig. 3-2-10 Pressure distribution at 4.2 s of Case 2.

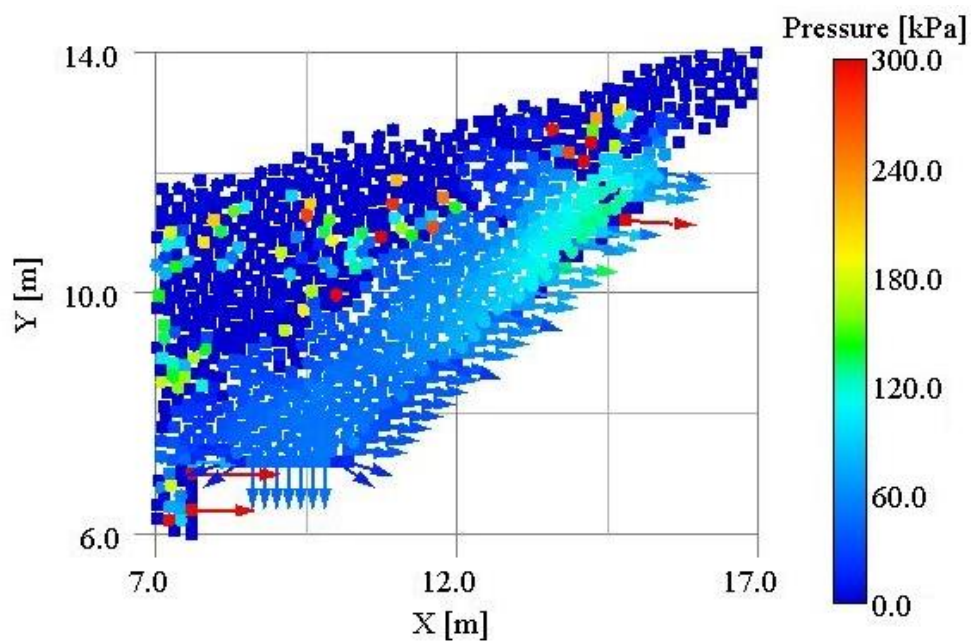


Fig. 3-2-11 Pressure distribution at 5.18 s of Case 1.

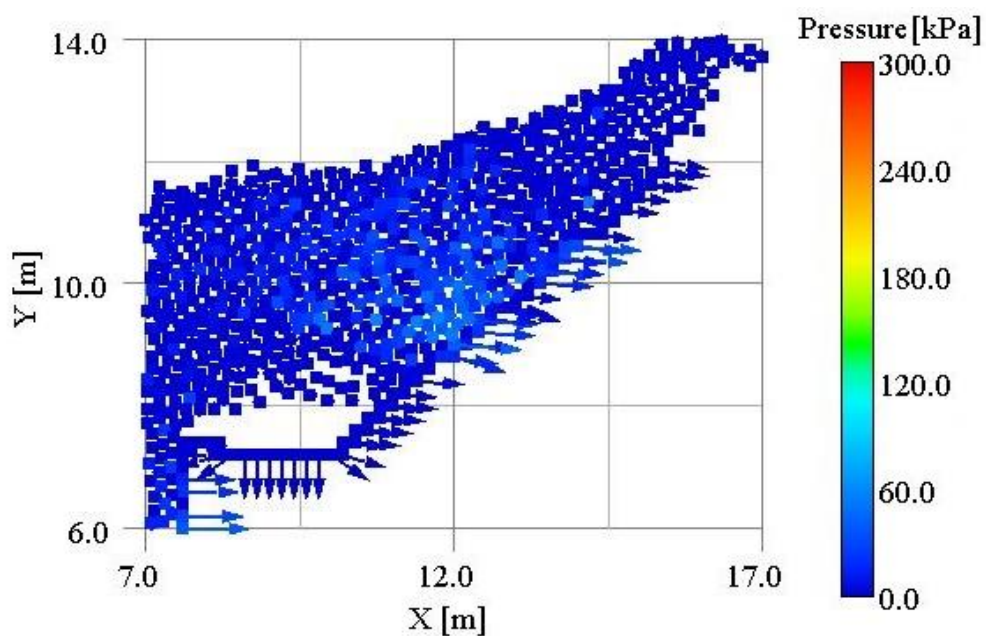


Fig. 3-2-12 Pressure distribution at 5.18 s of Case 2.

(3) 空気室内水位および空気圧

Fig. 3-2-13 に空気室内平均水位および平均空気圧の時系列波形を示す。Fig. 3-2-13 より Case 1 では空気室内水位の上昇に伴い空気圧も比例して上昇しているが、Case 2 では水位上昇に対して空気圧が上昇しない。そのため、Case 2 では自由表面と空気との相互作用が表れず、空気室内水位の誤差要因となっている。これは Case 1 の計算領域が四方を固定壁で囲まれているのに対して、Case 2 では空気粒子領域の上面を常に圧力ゼロの自由表面としているためと考えられる。Case 2 の空気領域が流入水塊により上昇させられても空気領域の上方から下方までの圧力分布が初期値から大きく変動せず、空気室内自由表面に水位を押し下げるような力が働かなかつたと考えられる。そのため前節で述べたような空気粒子を部分的に発生させるアルゴリズムを開発する際には、同時にノズル部または空気領域上面で空気室内の圧縮を適切に制御するための境界条件が必要となる。

Fig. 3-2-14 および Fig. 3-2-15 に両 Case において平均気圧が最大となる時刻の空気室内圧力分布をそれぞれ示す。Fig. 3-2-13 では空気室内の圧力がほぼ均一であり平均気圧と各空気粒子の圧力は一致する。一方で、Fig. 3-2-15 より Case 2 では、衝撃的な圧力は空気室内を遡上した水塊が巻き込んだ空気の急激な圧縮によるものであり、自由表面以上に存在する空気粒子の平均圧力はほぼ一様であることが分かる。また、Fig. 3-2-13 の 7s 付近において Case 2 の水位上昇のピークと同じタイミングで圧力の衝撃的な上昇がみられる。これは、Fig. 3-2-13 の水位時系列が示すように流入水塊がノズル部上面まで達することによりノズル部が塞がれたことで空気室内が急激に圧縮されたためであると考えられる。なお、Fig. 3-2-13 および Fig. 3-2-14 は OWC 型波力発電装置の特徴の一つである、空気室内空気全体が急激な水位変動に伴う衝撃的な荷重を吸収し緩和する、ということを再現できている。

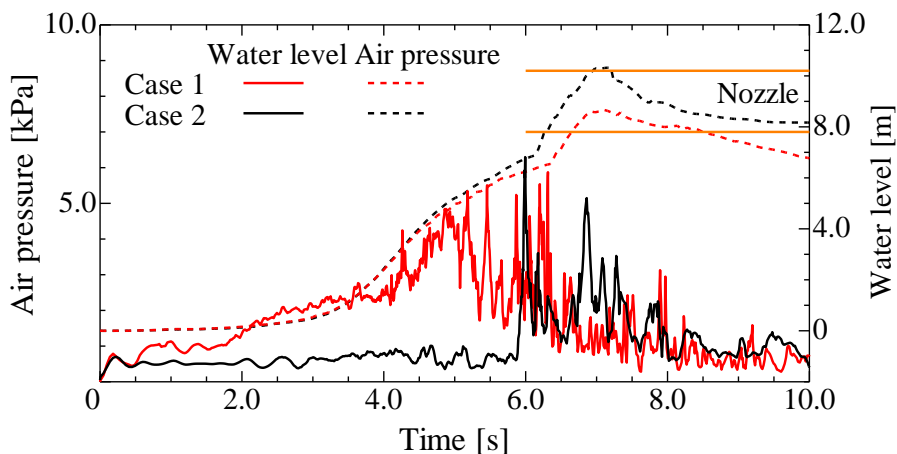


Fig. 3-2-13 Air pressure and water level in the chamber.

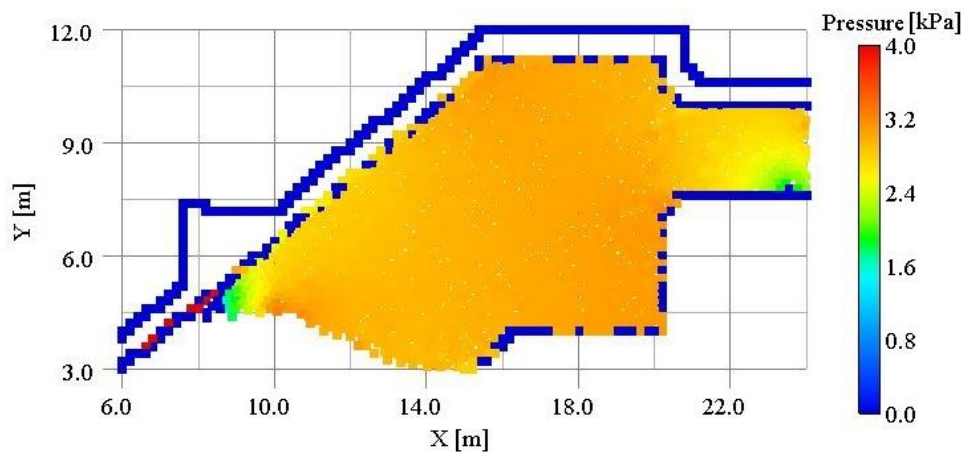


Fig. 3-2-14 Pressure distribution of Case 1 at 4.92s.

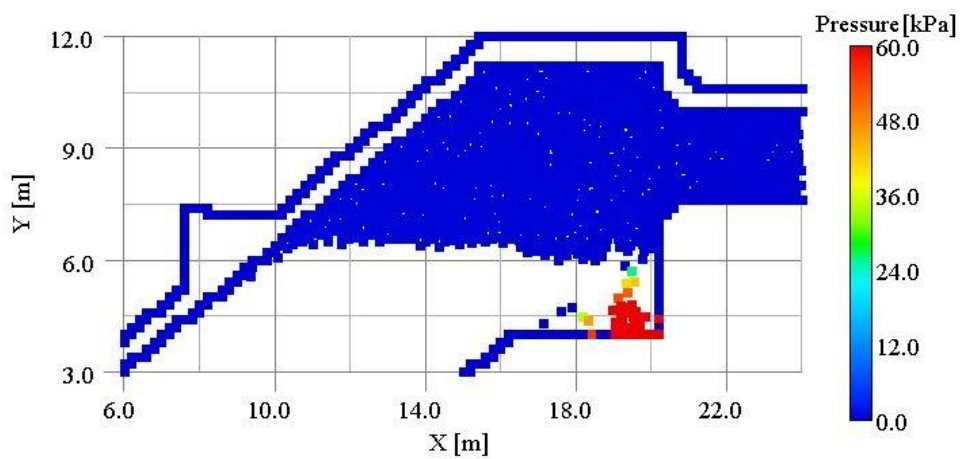


Fig. 3-2-15 Pressure distribution of Case 1 at 5.99s.

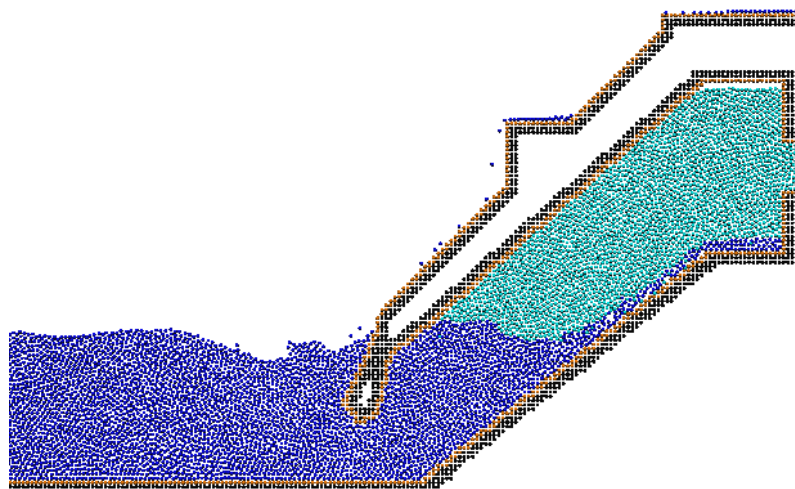


Fig. 3-2-16 Void space in the air chamber.

#### (4) 計算コスト

本研究において使用した PC は一般的な計算機用パソコンである。なお、本手法のプログラムコードは並列処理を行っていない。本研究における計算所要時間は Case 1 では 72,021 s であるのに対して、Case 2 では 18,919 s とおよそ 3.8 分の 1 となる。一般的に MPS 法における計算量は総粒子数の 1.5 乗に比例するため、大規模三次元計算の実施を検討する際に、Case 1 のように計算領域全体に空気粒子を配置する場合には計算コストが非常に膨大となる。そのため、Case 2 のように空気粒子を限定的に配置する手法の方が実用的であると考えられる。

以上より、本手法を用いることで、構造体前面における水波一構造体連成問題については Case 2 のような計算条件で十分に解析できることがわかる。一方で、OWC 型波力発電装置の重要な解析対象である空気室内応答の解析をするには Case 1 のように計算領域全体に空気粒子を配置する必要がある、計算コストは増加するものの荒天下における OWC 型波力発電装置の波浪中応答を再現することができる。Case 1 の計算結果と同様の結果を Case 2 で得るためには、局所的な空気粒子影響の表現や、空気室近傍の空気領域の特別な境界条件が必要となる。

### 3.2.4 本手法の有効性と拡張の必要性

本節では、OWC 型波力発電装置の荒天下における応答解析手法の確立を目的として著者らが開発した気液二相流 MPS 法を用いて、空気巻き込みを伴う一発大波に対する沿岸固定式 OWC 型波力発電装置の応答解析シミュレーションを実施した。また、計算コスト削減を目的として空気粒子の配置領域の違いが計算結果におよぼす影響について考察した。以下に主要な結果について述べる。

- (1) 本手法は一発大波の構造体の衝突といった気液二相流の非線形性の強い現象を十分に表現しており、荒天下での OWC 型波力発電装置の波浪中応答解析に対する強力な手法である。
- (2) 入射波の砕波形状には空気粒子の影響が局所的に表れるものの、飛沫形状や構造体前面における衝撃砕波力は疑似的な空気圧の付加により空気粒子の存在を仮定できることから、計算コストを削減可能である。
- (3) 空気室内の自由表面の挙動については、空気粒子を限定的に配置した場合には空気圧縮に伴う空気室内空気一自由表面の相互作用を十分に得ることができないことから、現状では空気粒子は計算領域全体に配置する必要がある。

以上より、本手法は計算コストを考慮しない場合には現段階においても本問題に対する高い有用性を持つといえる。一方で、計算コストを削減するためには局所的な空気影響の表現やノズル部における適切な境界条件の設定が必要となることが分かった。本結果を踏まえて、次節以降では計算コスト削減のための局所的な空気影響の再現やノズル部における適切な境界条件の導入に向けたアルゴリズムの開発を行う。

### 3.3 空気室内応答の高精度化および高効率化手法

前章で説明した TF-MPS-HGD-SII を OWC 型波力発電装置の波浪中応答シミュレーションに適用する場合、大きく3つの問題を抱えていることが前節での数値シミュレーションにより明らかとなった。第1の問題は空気室上部のノズルを介して空気を流入出させる際に特別な境界処理をしていないため、空気室上部に十分な大きさを持つ擬似的な空気タンクを設ける必要があり、計算コストが増加することである。第2の問題は空気室内で非物理的な自由表面判定がなされることで空気室内に粒子の存在しない空白の領域が発生することである。第3の問題は MPS 法では圧力勾配項の数値安定性を保つために基準圧力値以下の圧力をゼロとするため、空気室内の圧力低下が十分に表現できないということである。

本節では、第1の問題に対してノズル境界条件の導入、第2の問題に対して自由表面判定条件の変更、第3の問題に対して基準圧力の撤廃を行う。

#### 3.3.1 ノズル境界条件

第1の問題である空気室上部の疑似空気タンクの設置による粒子数の増加に伴う計算コストの増加を抑えるために、ノズル境界条件を導入する。ノズル境界条件は透過境界条件<sup>(2)</sup>を応用して開発したものであり、空気粒子は本境界を介して空気室内へ出入りする。Fig. 3-3-1 に本境界の概要図を示す。具体的な処理を説明する。Fig. 3-3-1 に示すように、空気室の上部に設置されたダクトの先端にノズル境界が設置されており、その前面（空気室内側）には A 層と B 層の二層のセルが配置されている。各セルは初期粒子間距離  $l_0$  四方の正方形である。A 層及び B 層の中に入っている空気粒子は速度をもって移動していることから、圧力に関する条件を与える場合にはノズル部を通る際の圧力損失を考慮する必要がある。計算における基準圧力である外気圧を  $P_0$ 、ノズル境界にディリクレ境界条件として与える圧力を  $P_N$  とすると、両者の関係はノズル部における圧力損失  $\Delta P$  を用いて式(3.1)のように表すことができる。

$$P_0 = P_N + \Delta P_N \quad (3.1)$$

式(3.1)における圧力損失  $\Delta P$  について、本研究では任意の大きさのオリフィスにおける圧力損失を導入する。その時の  $\Delta P$  はノズル部における速度ベクトルの方向に注意して、式(3.2)のように表すことができる<sup>(3)</sup>。

$$\Delta P_N = C_p \cdot \frac{1}{2} \rho_a \cdot v_N^2 \cdot \text{sign}(v_N) \quad (3.2)$$



ここで、 $C_p$ はノズル部の圧力損失係数、 $\rho_a$ は空気密度、 $v_N$ はノズル部における鉛直方向流速である。ノズルを設置することによる圧力損失係数  $C_p$ は式(3.3)から算出できる。

$$C_p = \left( \frac{1}{C_d \varepsilon} \right)^2, \quad (3.3)$$

$$\varepsilon = \frac{A_N}{A_W}$$

ここで、 $A_W$ は空気室面積、 $A_N$ はノズル断面積、 $\varepsilon$ はノズル比である。

式(3.1)、(3.2)および(3.3)を整理すると、ノズル境界に付与するディリクレ境界条件の圧力  $P_N$ は式(3.4)のようになる。

$$P_N = P_0 + C_p \cdot \frac{1}{2} \rho_a \cdot v_N^2 \cdot \text{sign}(v_N),$$

$$C_p = \left( \frac{1}{C_d \varepsilon} \right)^2, \quad (3.4)$$

$$\varepsilon = \frac{A_N}{A_W}$$

本研究では  $v_N$ は A 層および B 層内に含まれる空気粒子の相加平均とした。

式(3.4)に示す流速を引数に持つ圧力関数がノズル境界部に与えられているとき、ノズル境界部と空気室内の間では空気室内体積の変動に応じて圧力差が生じる。空気室内の圧力の方が高い場合は空気粒子がダクトを通してノズル境界の方へ押し出されるため、空気粒子がノズル境界を超えた段階で計算から除外する。一方で、空気室内の圧力がノズル境界よりも低い場合には空気粒子がダクト内から空気室内へ流れ込むことになる。このとき、A 層のセルに流入に伴い空気粒子が無くなれば当該セル内に空気粒子を 1 つ生成する。その際には隣接する B 層のセル内の空気粒子との距離が  $l_0$ に近くなるように生成する。なお、計算上はノズル境界粒子を設定し、実際にグリッド上に配置するが本手法のアルゴリズムではノズル境界粒子は壁境界における外側壁粒子と同様に圧力計算からは除外するものとする。これは、ノズル境界を通る粒子は一様流として扱っているため、座標変化のないノズル境界粒子と空気粒子との相対位置関係が変化することによる重み関数の不自然な増減を避けるためである。

本境界条件を用いることで、空気粒子の配置を空気室内に限定することができるため、粒子数の増加に起因する計算コストを抑制することができる。また、本研究では圧力損失の式としてオリフィスの場合を用いたが、用いるタービンの差圧係数、トルク係数、流量係数と行ったタービン単体の特性が事前にわかっている場合には各特性パラメ

ータに基づく圧力損失モデルを導入することで任意のタービン影響を再現することができる。

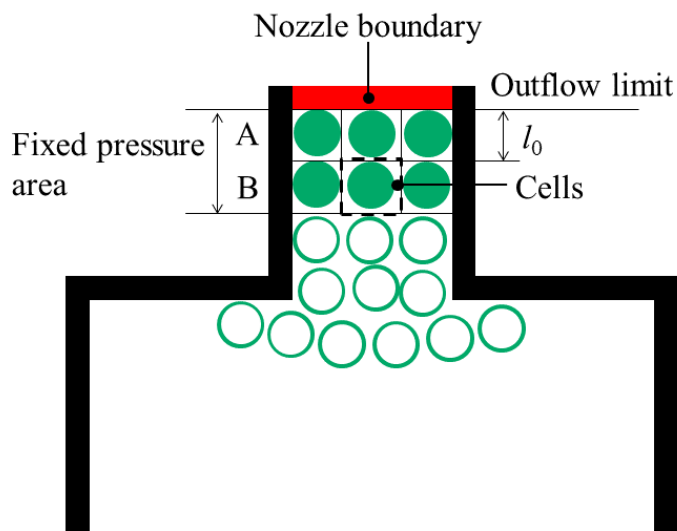


Fig. 3-3-1 Schematic diagram of the nozzle boundary.

### 3.3.2 自由表面判定条件の修正および負圧の考慮

第2の問題である空気室内上部での非物理的な自由表面判定と第3の問題である基準圧力以下の圧力の無視は互いに密接に関連している。両問題の発生メカニズムは以下の通りである。まず、空気室内自由表面の低下とともに空気室内の空気粒子全体が降下し空気室上部における粒子数密度が低下する。次に、粒子数密度が低下すると粒子の圧力も小さくなるが基準圧力（一般的にはゼロ）以下の圧力はゼロとなる（第3の問題の発生）ため、ある時点より先には粒子間に圧力勾配に起因する引力が働かなくなる。特に空気室上部において空気粒子間で引力が働かなくなることで空気室上部の空気粒子は下降を続けるため、粒子数密度が自由表面判定を満たすまで下がり空気室上部に空白領域が生じることになる（問題2の発生）。

そのため、本研究では Shibata et al.<sup>(4)</sup>が二次元円柱周りのカルマン渦再現シミュレーションで用いた手法と同様に、自由表面判定条件の変更および圧力修正の撤廃を行う。つまり空気室内での密度低下に伴う空気粒子間および空気-壁粒子間での負圧を適切に評価するために、ノズル境界近傍以外では自由表面判定を行わない。なお、ノズル境界近傍の粒子は原則としてディリクレ境界条件が与えられるため、実質的には空気室内のすべての粒子について自由表面判定が省略される。ただし、大波高波浪等により、空気室内水面が開口部よりも低くなり空気粒子が空気室の外に出た場合には、数値安定性を保つために自由表面判定を行うものとする。また、負圧を考慮した圧力勾配の評価を行うために圧力のポアソン方程式を解いたのちの圧力が基準圧力以下の場合でも補正せずにそのまま用いるものとする。なお、上記の変更は空気粒子のみを対象とし、水粒子には適用しない。

### 3.4 改良手法の妥当性の検討

前節において改良を施した TF-MPS-HGD-SII を Ex-TF-MPS-HGD-SII (Extended TF MPS-HGD-SII)と表記し、以下で本手法の妥当性の検討を行う。本研究では以下の3種類の計算体系を用いて妥当性の検討を行う。まず、空気室内の空気流挙動の妥当性を検証するために、空気室上部の形状に類似しているバックステップ流れの数値シミュレーションを実施し、数値計算結果と既存の実験結果との比較を行う。次に、空気室内の往復流挙動についての計算精度向上を確認するために改良前後の手法を用いて空気室内の再現計算を実施し、計算結果の比較を行う。最後に、気相-液相間の界面を介した相互作用の妥当性を検討するためにベンチュリ管を再現した数値シミュレーションを実施し、解析解との比較検討を行う。

#### 3.4.1 バックステップ流れによる改良手法の妥当性の検討

##### (1) 計算概要

Ex-TF-MPS-HGD-SII の妥当性を検討するためにバックステップ流れに関する2次元数値実験を実施する。バックステップ流れは、流れ場形状は単純であるが、流れの剥離や逆流、再付着ならびに速度回復といった複雑な流れ場の特徴を含むことからこれまで多くの実験や数値計算が行われてきた。また、バックステップ部における管路の急拡大は OWC 型波力発電装置の水槽実験で多く用いられる空気室上部のオリフィス部と類似した構造となっていることから、バックステップ流れの再現精度と OWC 型波力発電装置の空気室内における空気流挙動の再現精度には一定の相関があると考えられる。

計算体系を Fig. 3-4-1 に示す。本計算体系は伊藤ら<sup>(5)</sup>の実験および森西ら<sup>(6)</sup>によるバックステップ流れの LES による数値シミュレーションの際に用いられたものを参考としている。本研究では、伊藤らの実験にならいつェップ高さ  $H$  を 0.04 m としている。また、流入流速の主流速  $U_0$  はレイノルズ数  $Re$  が 5,400 となる 1.98 m/s に設定している。計算領域の流入側端部には流入境界を設け、その反対側、流出側端部にはノズル境界を設置している。境界条件としては、流入側では速度を固定しその勾配をゼロとしている、また、流出境界では圧力ゼロのディリクレ境界条件を与えている。本検討における計算条件を Table 3-4-1 に示す。本検討では、ステップ高さに対する計算解像度の感度解析を行うために、ステップ高さ  $H$  に対する粒子間距離  $l_0$  の比を 5、10、20 の3種類での計算を行った。つまり対応する粒子間距離はそれぞれ 0.008 m、0.004 m、0.002 m となる。各粒子間距離に対して時間積分スキームの相似性を担保するために各粒子間距離の計算体系において時間ステップを流入主流速に対するクーラン数が 0.2 となるように設定した。なお、流入流速については計算開始後から徐々に上昇させ、2.0 s 後に主流速となるようにしている。

解析対象は、再付着距離および水平方向流速分布、並びに渦度分布とする。再付着距離は流入主流がステップ部で剥離した後に再度、水底部に沿って流れ始めるまでの距離である。本研究では水底部における水平方向流速の正負が入れ替わる地点を再付着距離として

解析している。渦度は式(3.5)に示す柴田ら<sup>(7)</sup>の開発した回転モデルを用いて評価する。

$$\langle \nabla \times \mathbf{u} \rangle_i = \frac{d}{n^0} \sum_{j \neq i} \frac{(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \times (\mathbf{u}_j - \mathbf{u}_i)}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \quad (3.5)$$

ある粒子に対する渦度を解析する際に、より多くの近傍粒子の寄与を取り入れるために重み関数に用いる影響半径は通常用いる値よりも大きくする。本研究では  $l_0$  が 0.008 m のときには 5.0 $l_0$ 、その他の  $l_0$  のときには 10.0 $l_0$  とした。0.008 m の場合に他の粒子間距離と影響半径を変えているのは、当該粒子間距離の場合に影響半径を 10.0 $l_0$  とするとステップ近傍の粒子を対象とした場合に計算領域の外側まで影響円が広がってしまうことを避けるためである。また、本計算体系ではステップ部で生じる渦は時計回りとなることから、渦度は負の値で計算される。

なお、一般的なバックステップ流れの CFD シミュレーションでは乱流モデルおよび粘性底層および緩和層といった壁面付近での粘性影響の導入が行われているが、本研究で用いる Ex-TF-MPS-HGD-SII-HAC ではこれらの点については考慮していない。特に、壁境界付近での粘性影響の再現は、壁境界近傍での空間解像度を上げる必要があり、粒子法でそれを実施するのは非現実的である。そのため、以下で比較対象とする先行研究の実験結果および数値計算結果との間には潜在的な誤差要因が含まれているものの、基本的な支配方程式は同一であり再現対象の物理現象の俯瞰的な一致は十分に予想される。よって、本手法による数値シミュレーションを実施することに対して致命的な問題が生じることはないと考えられる。

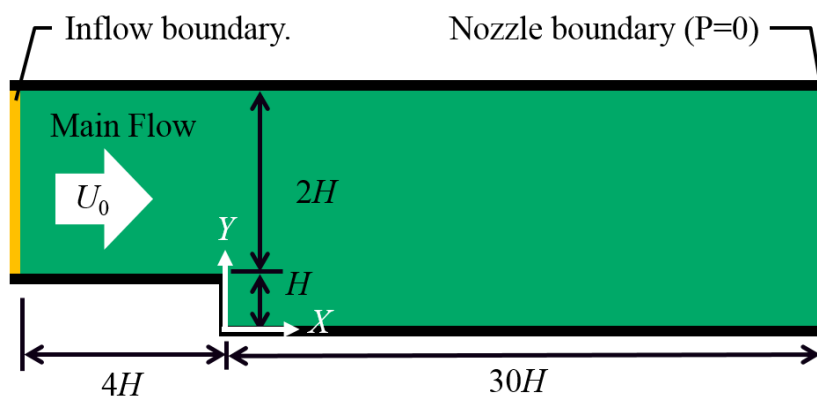


Fig. 3-4-1 Schematic diagram for backward facing step flow simulation.

Table. 3-2-1 Calculation condition for the backward-facing step flow.

Item	Value
Step height: $H$ [m]	0.04
Density of particles [ $\text{kg}/\text{m}^3$ ]	1.226
Kinematic viscosity of particles [ $\text{m}^2/\text{s}$ ]	$1.467 \times 10^{-5}$
Simulation time [s]	10.0
Reynolds number [-]	5400
Inflow main speed [m/s]	1.98
Initial particle distance [m]	0.008, 0.004, 0.002
Number of particles ( $H/l_0=5$ )	3575
Number of particles ( $H/l_0=10$ )	12056
Number of particles ( $H/l_0=20$ )	43676
Courant number [-]	0.2

## (2) 結果考察

計算結果を以下に示す。Fig. 3-4-2 から Fig. 3-4-4 に各計算解像度における時刻 7.0 s の定常状態での計算結果の絶対流速のコンターで表されたスナップショットをそれぞれ示す。また、Fig. 3-4-5 から Fig. 3-4-7 に同時刻における渦度のコンターで表されたスナップショットについてもそれぞれ示す。Fig. 3-4-2、Fig. 3-4-3 および Fig. 3-4-4 より、ステップ前および流速回復後の定常状態における速度分布に関してはいずれの空間解像度においても概ね同様の様相を示していることがわかる。一方で、ステップ通過後の絶対流速分布は計算解像度の違いにより有意な差が認められる。顕著な例としては、再付着距離の違いが挙げられる。再付着距離は各スナップショットにおいてステップ頂点部から斜め下方向に伸びる絶対流速ゼロに近い青色の帯、つまり剥離流と循環域との境界部と水底部が交わる地点であるが、Fig. 3-4-2 に示す  $H/l_0$  が 5 のときと Fig. 3-4-4 に示す  $H/l_0$  が 20 のときとを比較すると約 2 倍の差があることがわかる。また、 $H/l_0$  が 5 の場合には剥離流と循環域との境界部の流速が Fig. 3-4-3 および Fig. 3-4-4 ほど明確に現れていない事がわかる。この誤差の要因としては、ステップ近傍に対する粒子数が十分で無いためにステップ部からの流れの剥離に伴うステップ部近傍での循環域における粒子の循環が十分に再現できていないことであると考えられる。循環域では高さ方向に対して水平方向の流速が変化していくが、空間解像度が粗い場合には流速変化に対応する各粒子が保有する流体領域が大きくなるためその移動速度が鈍ってしまう。また循環域の中心付近の速度分布も同様に鈍ってしまうため循環域が適切に形成されなくなると考えられる。加えて、物理的には境界部の厚さはほとんどないが CFD で再現する場合には空間解像度に起因した厚さを持つことになる。MPS 法では境界部の数値的な厚さは粒子間距離以下にならない。そのため空間解像度が粗くなるほど、ステップ通過後の剥離流と循環域の間には有意な厚みを持った境界層が存

在することになる。物理的には境界層を介して空間方向に対する速度ベクトルが逆向きとなるが、境界部も粒子で表現されているため実現象では粒子一つが占める面積よりも小さい領域で速度差が生じる場合、その速度差は無視されその粒子が占める流体領域が代表する速度ベクトルを得ることになる。そのため境界部付近の粒子の絶対速度が小さくならず Fig. 3-4-2 のような境界部が明確に現れない流速分布になっていると考えられる。

次に Fig. 3-4-5、Fig. 3-4-6 および Fig. 3-4-7 に示す渦度分布を示す。各図において高い渦度が現れる範囲は上述の剥離流と循環域の境界部が現れる領域と概ね同様であることがわかる。Fig. 3-4-5、Fig. 3-4-6 および Fig. 3-4-7 より、空間解像度が粗くなるにつれて渦度の強さが小さくなっていることがわかる。これは前述の通り、低解像度になるほど境界部を介した速度差が生じにくくなることに起因していると考えられる。

Fig. 3-4-8 に各計算解像度に対する再付着距離の感度解析に関する時系列解析結果を示す。従来の実験結果の蓄積により推定される再付着距離は概ね  $x/H=6.5\sim 7.0^{(7)}$  とされており、同図内に推定値についても表記している。Fig. 3-4-2 より計算解像度が  $H/l_0$  が大きくなるにつれて計算結果は実験結果に近似していくことが確認できる。 $H/l_0$  が 5 のときは実験結果の半分以下、 $H/l_0$  が 10 のときは実験結果の概ね 6 割程度となっていることがわかる。計算解像度  $H/l_0$  が 20 のときは実験結果と概ね一致している事がわかる。定常状態における平均値は実験結果と比較して 0.5 ほど高くなるものの、これは上述の通り壁面近傍でのノンスリップ条件が MPS 法では十分に担保されておらず実験よりも余計に作動流体が進行方向に流れやすくなっているためであると考えられる。前章の本手法の動的問題に関する考察で述べた壁粒子と流体粒子間に生じる数値的な摩擦は、空間解像度が高くなるにつれて小さくなるため大きな影響を及ぼしていないと考えられる。一方で低解像度の場合には特に流速が小さくなるステップ近傍で数値摩擦の影響は生じていると考えられる。

Fig. 3-4-9、Fig. 3-4-10 および Fig. 3-4-11 に管路内における水平流速分布について、本研究における結果と伊藤らの実験結果および森西らの計算結果をそれぞれ示す。Fig. 3-4-9、Fig. 3-4-10 および Fig. 3-4-11 より管路上面付近において本研究での計算結果と伊藤らおよび森西らの示す結果では壁面でのノンスリップ条件に起因する誤差が見受けられるものの、俯瞰的には本研究での計算結果は概ね良好に比較対象の結果を再現していることがわかる。特に  $H/l_0$  が 20 の場合には循環域から速度回復領域に関して、乱流解析のための特別なモデルを導入していないことを鑑みると良好な計算精度を示している事がわかる。

以上の結果より、本手法を用いたバックステップ流れの再現計算では計算解像度が少なくとも  $H/l_0$  が 20 ある場合には物理現象を良好な精度で表現できることがわかり、本手法の妥当性を示すことができた。本結果は OWC 型波力発電装置の空気室内におけるオリフィス近傍での空気流挙動解析の妥当性を担保する一要因となり、さらに空気室内空気流挙動解析を行う際の空間解像度設定の指標になると考えられる。

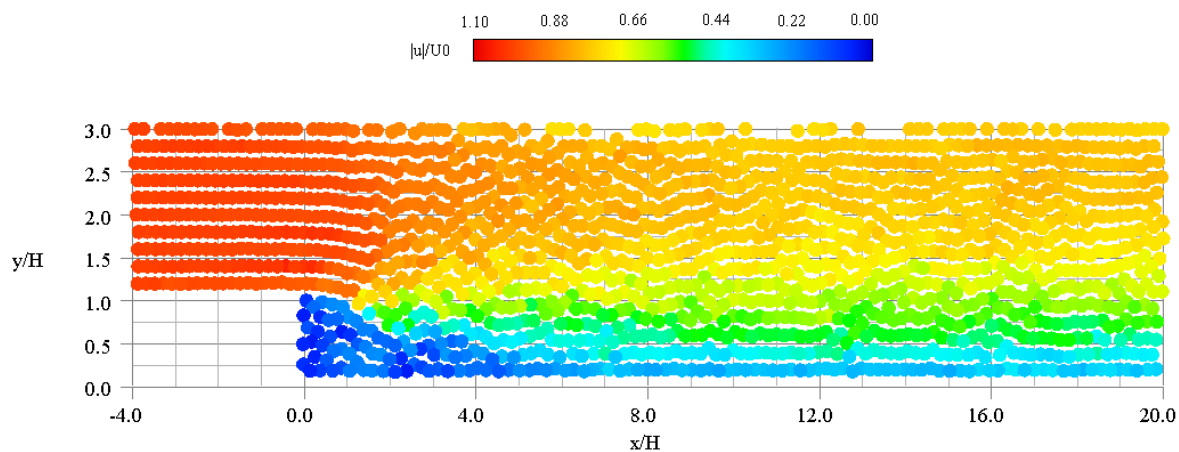


Fig. 3-4-2 Absolute velocity distribution at 7.0 s ( $x/l_0=5$ )

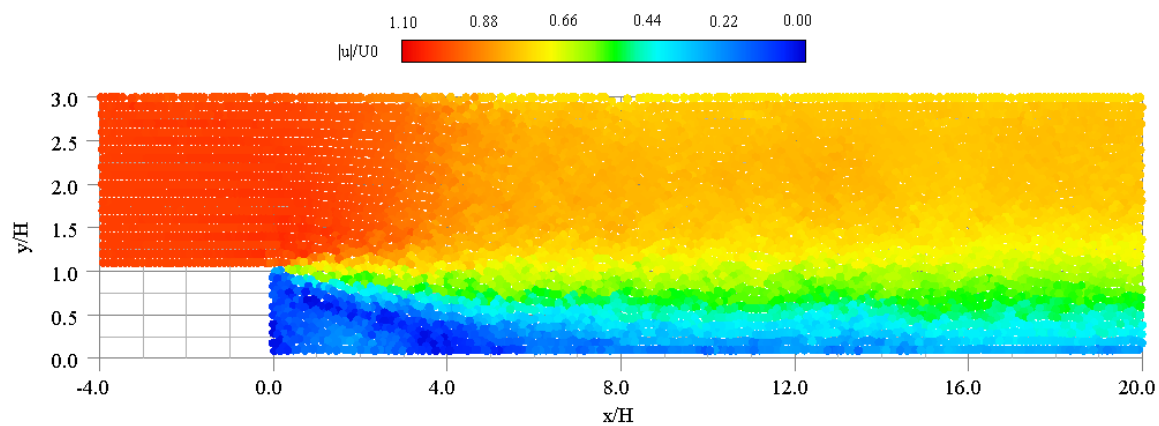


Fig. 3-4-3 Absolute velocity distribution at 7.0 s ( $x/l_0=10$ )

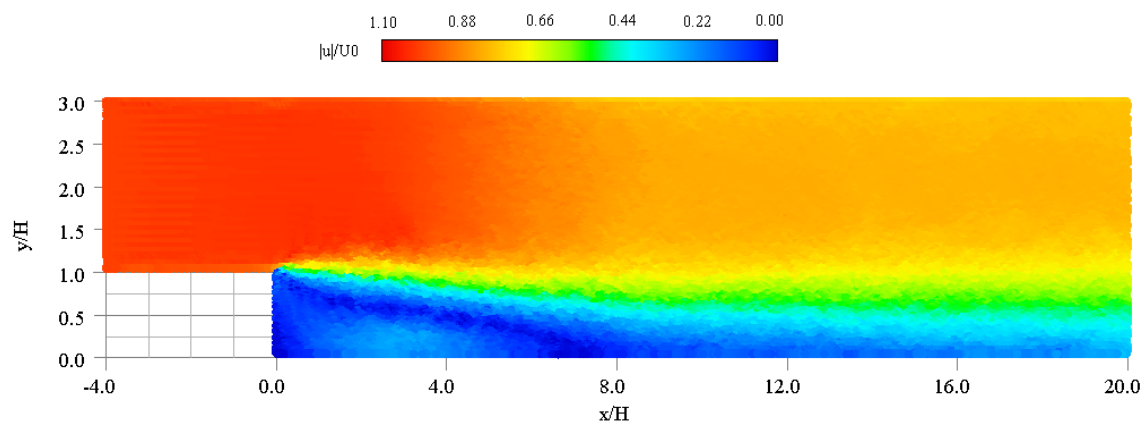


Fig. 3-4-4 Absolute velocity distribution at 7.0 s ( $x/l_0=20$ )

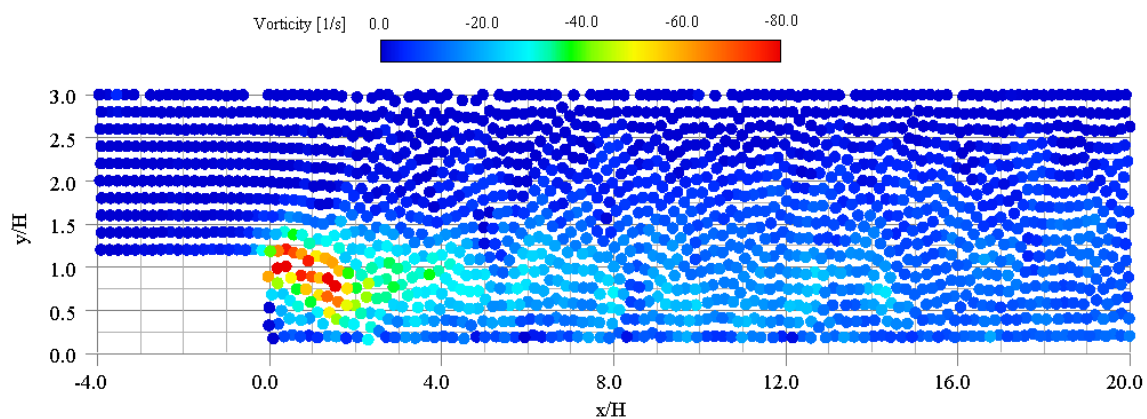


Fig. 3-4-5 Vorticity distribution at 7.0 s ( $x/l_0=5$ )

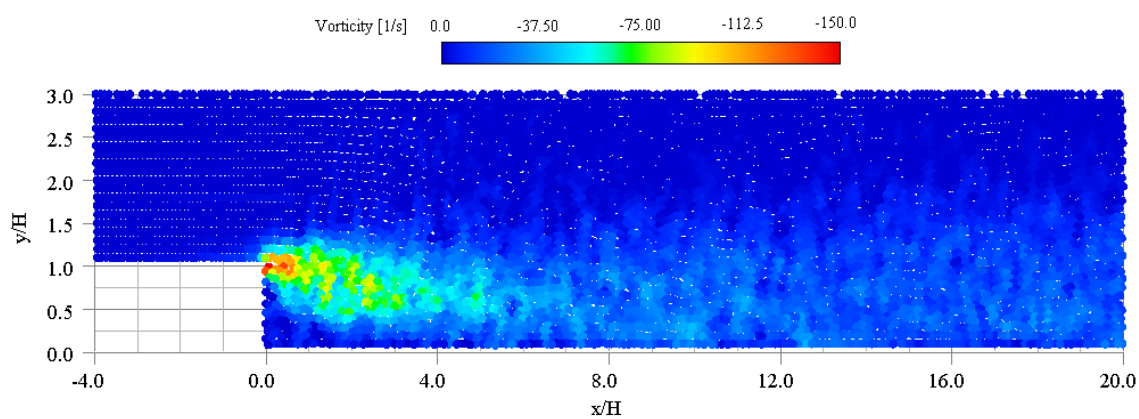


Fig. 3-4-6 Vorticity distribution at 7.0 s ( $x/l_0=10$ )

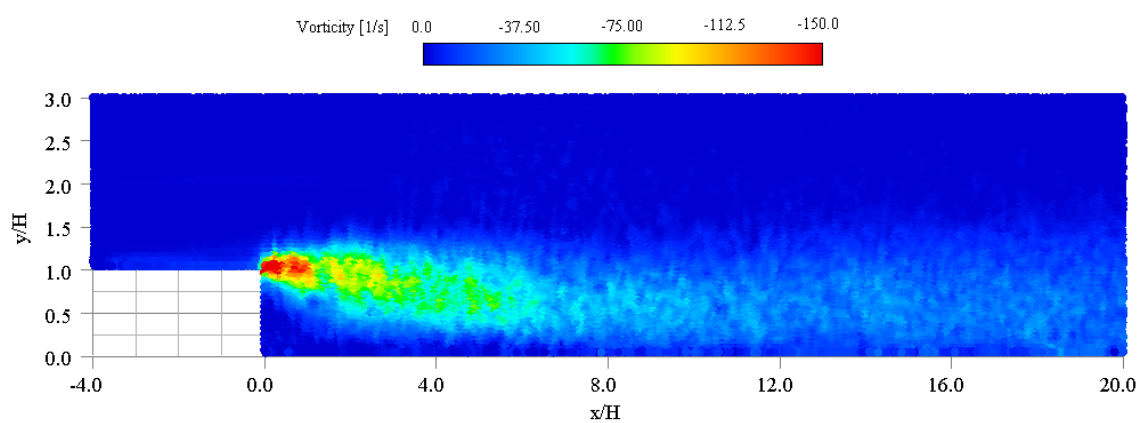


Fig. 3-4-7 Vorticity distribution at 7.0 s ( $x/l_0=20$ )



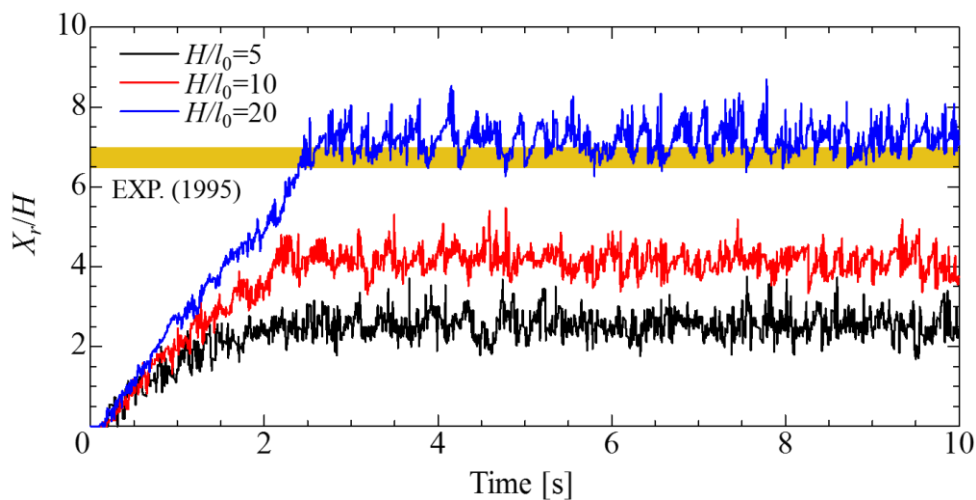


Fig. 3-4-8 Non-dimensional reattachment distance.

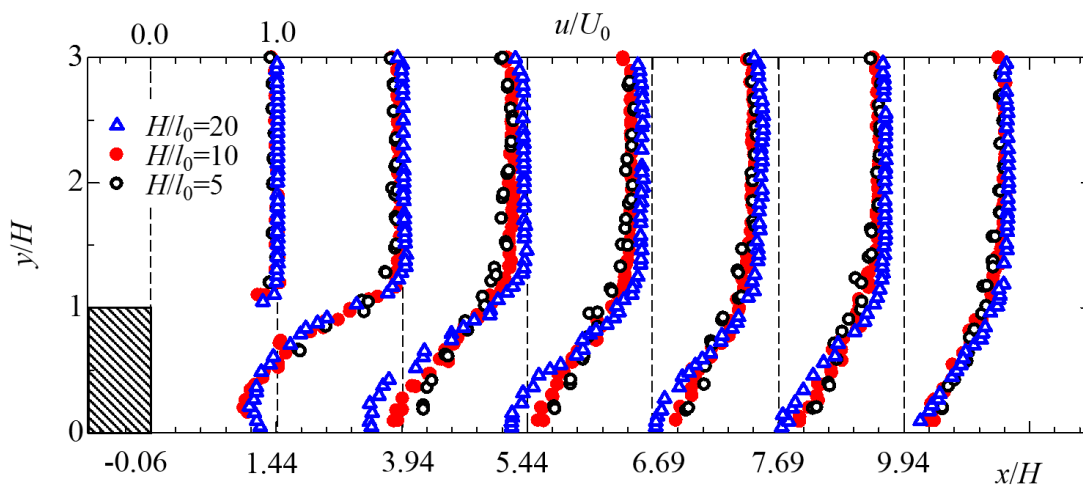


Fig. 3-4-9 Horizontal velocity distribution at 7.0 s.

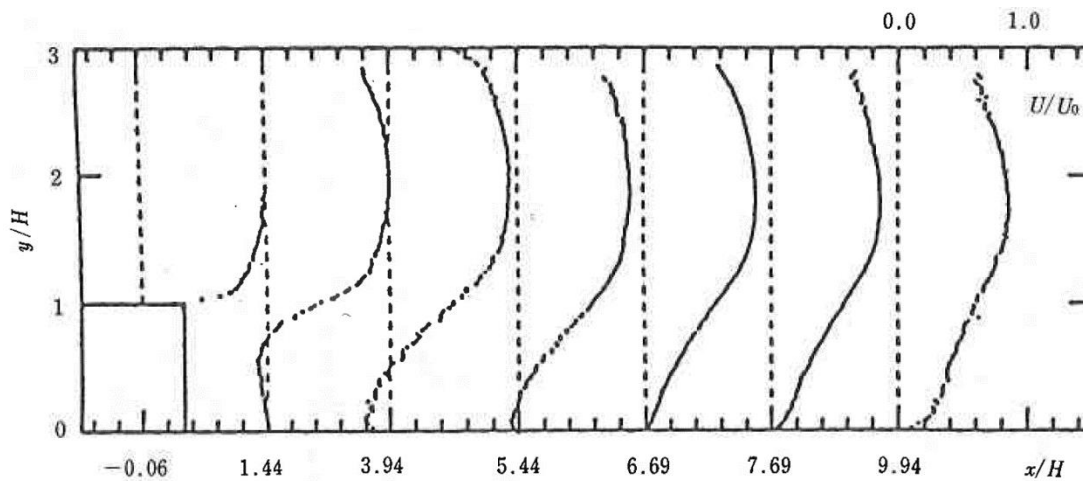


Fig. 3-4-10 Horizontal velocity distribution of the experiment by Ito et al. <sup>(5)</sup>.

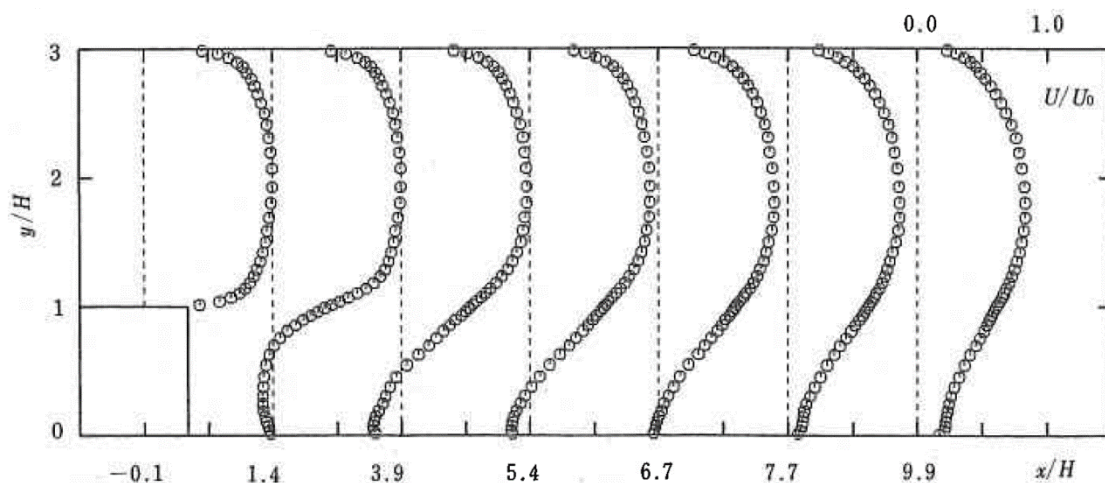


Fig. 3-4-11 Horizontal velocity distribution of the simulation by Morinishi et al. <sup>(6)</sup>.

### 3.4.2 空気室内応答再現計算による改良手法の有効性の確認

#### (1) 計算概要

次に、Ex-TF-MPS-HGD-SII-HAC の空気室内応答解析に関する計算精度の向上および妥当性を検討するために2次元数値実験を実施する。計算体系を Fig. 3-4-12 に示す。計算領域の主要部には 0.4m 四方の空気室を設定し、空気室下部には自由表面を模擬した強制振動する壁境界を設置している。空気ダクトの長さは 0.15m であり、提案手法では空気室上端から 0.05m 上方の位置にノズル境界を設けている。一方、従来手法ではダクトの上に疑似的な空気タンクを設けている。Table 3-4-2 に計算条件を示す。総粒子数は疑似空気タンクの有無により従来手法の 25,286 個に対して提案手法は 3,604 個であり、約 7 分の 1 に削減できている。強制振動の振幅は 0.07m、周期は 1.15s としている。シミュレーション結果のスナップショットにより空白領域および圧力分布の評価を行う。

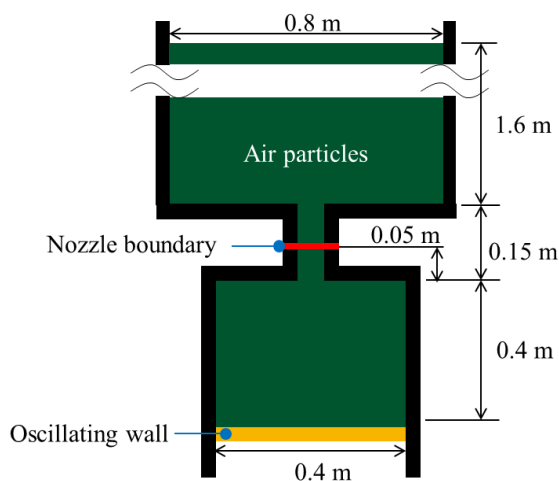


Fig. 3-4-12 Numerical air chamber for the forced oscillation problem.

Table. 3-4-2 Calculation condition for the air chamber analysis

Item	Value
Number of particles (Present method) [-]	3604
Number of particles (Previous method) [-]	25286
Distance between particles [m]	0.008
Simulation time [s]	10.0
Density of particles [kg/m <sup>3</sup> ] water / air	999.1 / 1.226
Oscillating amplitude [m] / period [s]	0.07 / 1.15
Reference Pressure at nozzle [Pa]	20.0

(2) 結果考察

計算結果を以下に示す。まず、計算コストについて着目すると TF- TF-MPS-HGD-SII が 41,243s であるのに対し、Ex-TF-MPS-HGD-SII は 3,311s であり、約 12 分の 1 の計算コストとなることから、オリフィスモデルに基づくノズル境界は計算コストの削減に大きな効果をもたらすことがわかる。次に計算結果のスナップショットにより空気室内挙動再現モデルの有無による空気室内空気流挙動の比較を行う。Fig. 3-4-13 TF-MPS-HGD-SII による計算結果を Fig. 3-4-14 に Ex-TF- TF-MPS-HGD-SII による計算結果をそれぞれ示す。Fig. 3-4-13 (b)より空気室内自由表面を模擬した造波境界が下方方向に移動するにつれて疑似空気タンクから空気粒子が流入しているが、その際に流入粒子の吹込みに押し入れられる形で空気室上部のノズル近傍粒子も鉛直下方方向に移動している。ただし、後述するがこの吹込みは空気室内外の圧力差に起因するものではなく、ノズル部を空気粒子が自由落下しているにすぎない。なおそれに伴いノズル近傍での粒子数密度が低下するため非物理的な自由表面が形成されつつあることがわかる。さらに時間が進行した Fig. 3-4-13 (c)では空気室上部においてより鮮明に自由表面が形成されており、非物理的な空白領域が確認できる。この「粒子がない」という空白領域はこの領域の圧力がゼロであり空気も存在しないという非物理的な領域であり、この現象が数値シミュレーションで再現される場合には空気室内の空気流挙動の解析精度は大きく低下することになる。一方で、Ex-TF-MPS-HGD-SII における同時刻のスナップショットをそれぞれ比較すると、Fig. 3-4-14 (b)に示す 2.75 s のときにノズル入り口近傍で空白領域の形成が確認できないことがわかる。これは、ノズル部近傍での粒子の空気室下部方向への循環に伴う粒子数密度の低下に対して、粒子間の負圧による粒子間引力を適切に表現できていることを示している。また、Fig. 3-4-14 (c)に示す 3.05 s 時においても空気室上部に非物理的な自由表面の発生に伴う空白領域の形成が認められないことが確認できる。空白領域の消滅により、空気室内全体に空気粒子つまり計算点が分布しており、空気室内空気のノズル部からの空気流入に伴う空気室内空気の対流現象が再現できていることがわかる。

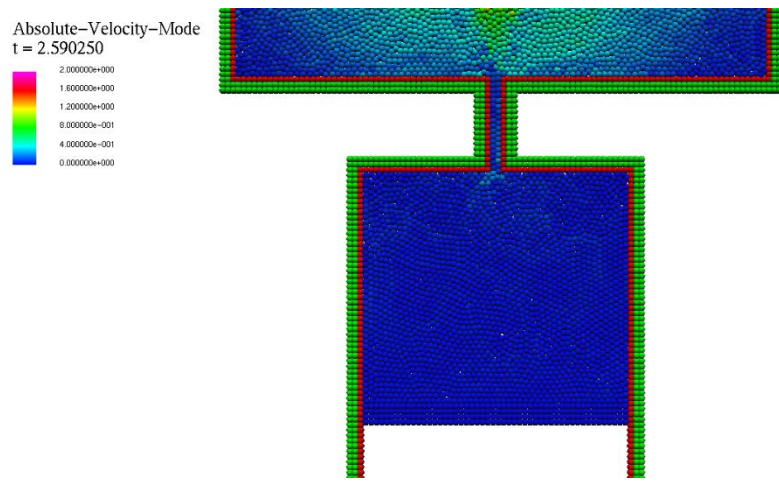
次に、空気室内応答の時系列について両手法の計算結果を比較する。Fig. 3-4-15 に空気

室上部で計測した圧力の時系列波形を示す。同図内黒実線で表される TF-MPS-HGD-SII による圧力時系列波形は標準型 MPS 法アルゴリズムに則りよる負圧修正が行われているためゼロ以下とならないことがわかる。また、圧力が上昇する場合でも、その波形は衝撃的な様相を示していることがわかる。これは、Fig. 3-4-13 (c)のように空白領域に接しているため圧力がゼロとなっている空気室天井に対して、造波境界の上昇に伴い上昇する空気粒子で形成された空気塊が加速度を持って衝突するために発生する現象であると考えられる。空気塊の衝突による空気室上部での急激な粒子数密度の変化により、圧力のピーク付近で振動が大きくなっていることがわかる。一方で、Fig. 3-4-15 の赤実線で示される Ex-TF-MPS-HGD-SII による計算結果は、負圧および粒子間引力の考慮により、造波境界下降に伴う空気室内圧力の低下を表現できている事がわかる。また、時系列波形形状についても、正弦波のような丸みのある形状ではなく、非正弦波的な波である三角波(海洋波ではなく物理学上)の様相を呈していることがわかる。ただし、これはフーリエ級数で表される三角波ではなく、式(3.2)に示すようにオリフィスモデルに基づくノズル部での圧力境界条件が流速の2乗におよびその流向に基づく波形である。そのため流速の増加に伴い、基準圧力付近で三次関数  $y=x^3$  における  $x=0$  付近のように変化小さくなるような変曲点を持つ形状に変化すると考えられる。

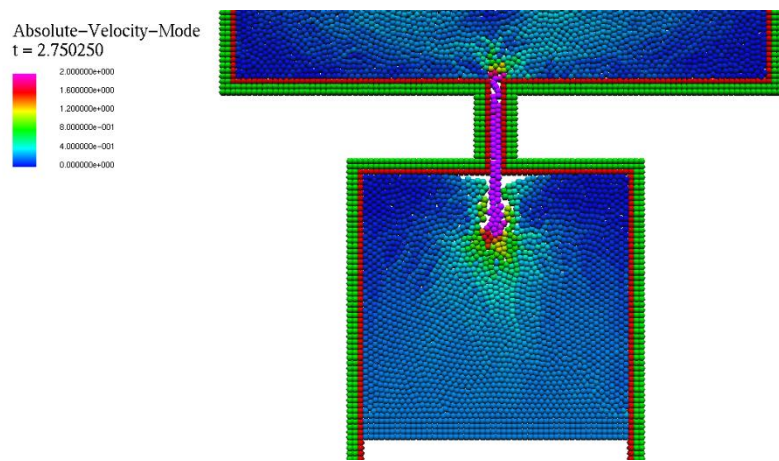
また、Fig. 3-4-16 にノズル部における流速時系列波形についての両手法の比較結果を示す。TF-MPS-HGD-SII による計算結果では粒子が疑似空気タンクから空気室内へ流れ込む際の流速がほぼ一定であることがわかる。これは造波境界の降下に伴い空気室上部に自由表面が形成されることに起因する。この場合、計算としては底部に穴の空いたタンクから粒子がタンクの下に存在する自由表面へ注がれている状態を再現している事になり、この時の空気粒子は空気室内外の圧力差に起因する吹き込みではなく、疑似空気タンク内の空気粒子が持つ位置エネルギーが変換されて落下しているということである。一方、Ex-TF-MPS-HGD-SII による計算結果は造波境界の正弦振動に対応するような正弦波的な形状であることからノズル境界部において、空気粒子の流入流出について双方同様に計算できている事がわかる。

なお、一般的な OWC 型波力発電装置の空気室内応答に関する水槽実験<sup>(9)</sup>や数値計算<sup>(10)</sup>および理論解析<sup>(11)</sup>より、Fig. 3-4-15 および Fig. 3-4-16 の Ex-TF-MPS-HGD-SII による結果は定性的に同様の結果が得られていることがわかる。

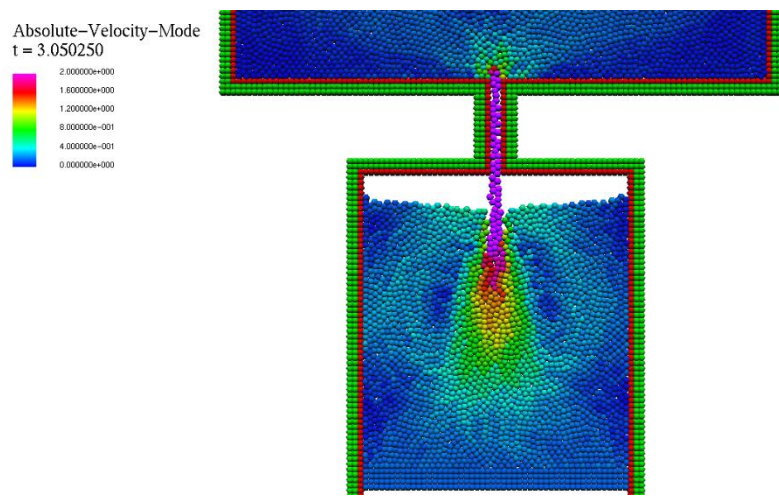
以上より、本節で開発した空気室内空気流挙動の高精度化および計算効率化は解析対象の現象再現に対して有効であることが明らかとなった。



a) 2.59 s

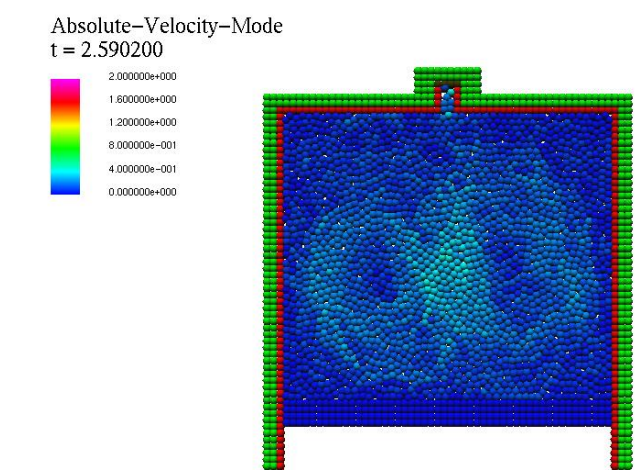


b) 2.75 s

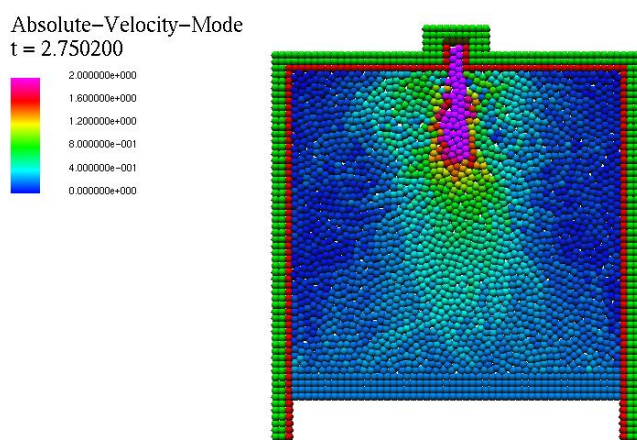


c) 3.05 s

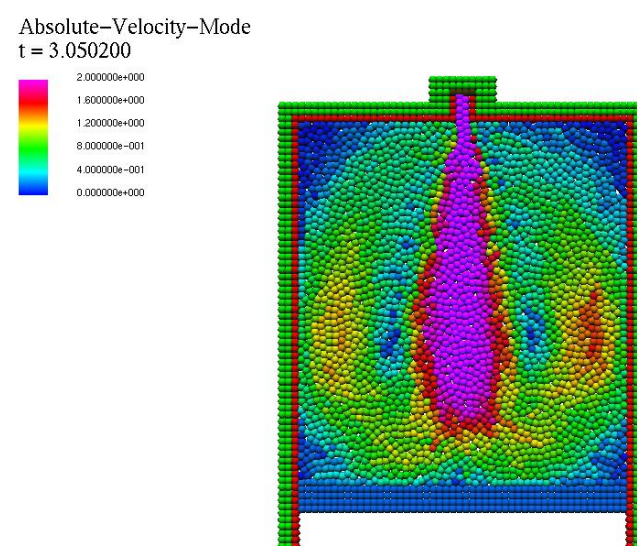
Fig. 3-4-13 Snapshots of numerical results by TF-MPS-HDG-SII.



a) 2.59 s



d) 2.75 s



e) 3.05 s

Fig. 3-4-14 Snapshots of numerical results by Ex-TF-MPS-HDG-SII.

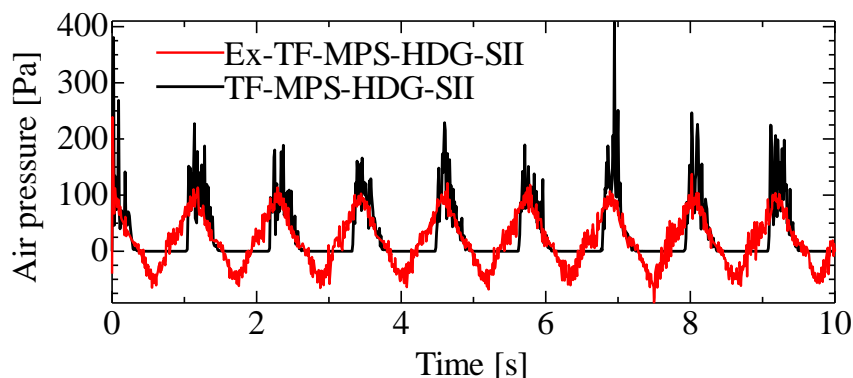


Fig. 3-4-15 Comparison of air pressure at the ceiling of the air chamber.

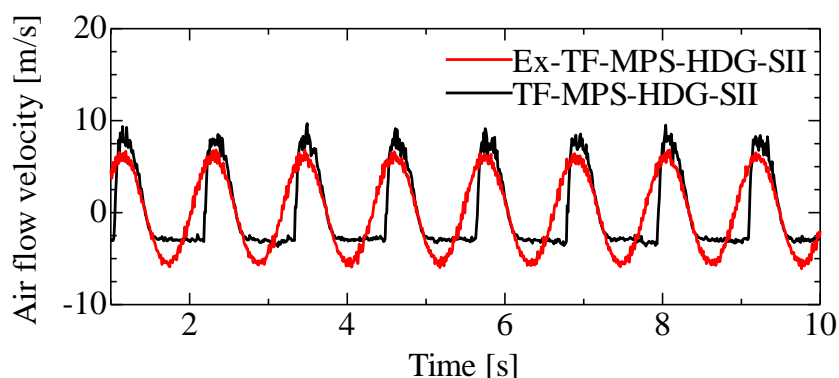


Fig. 3-4-16 Comparison of air flow velocity at the ceiling of the air chamber.

### 3.4.3 ベンチュリ管再現計算による気液界面相互作用の妥当性の検討

#### (1) 計算概要

前項において Ex-TF-MPS-HGD-SII は空気室内空気流の挙動解析において物理現象の再現性の向上が明らかとなった。本項では、Ex-TF-MPS-HGD-SII を用いて 2次元ベンチュリ管再現シミュレーションを実施し、ノズル境界を用いた気液二相流解析における気液界面での気相液相間の相互作用の妥当性について検討する。Fig. 3-4-17 に計算体系を示す。空気粒子はベンチュリ管の右側のみに配置し、その上端にノズル境界を設けている。計算条件は Table 3-4-3 に示すとおりである。ノズル境界に与える圧力は静圧として 100~1500 Pa の 4 種類とし、計算開始から 5 秒間で設定圧力となるように 0 Pa から線形増加させている。空気粒子を配置していない側の自由表面には気相粒子を配置せず、自由表面の液相粒子には圧力ゼロのディリクレ境界条件を与えている。

境界部分での圧力が上昇することで気相部分の圧力が上昇し、水面を押し下げる力が働くようになる。本項ではこのときに生じる水位差を解析対象として解析解との比較検討を行う。また、定常状態における計算結果のスナップショットおよび定常状態における気相粒子の圧力値の解析解との比較についても合わせて示す。

なお、本計算と同条件の計算を標準型気液二相流 MPS 法により実施したものの気相圧

力の上昇に伴い気相粒子が液相粒子の間に非物理的に入り込み、全パターンにおいて計算が発散した。このことは前章での水柱崩壊シミュレーションと同様に Ex-TF-MPS-HGD-SII が標準型気液二相流 MPS 法と比較して安定的に自由表面を介した気液二相流計算を行えることを示している。

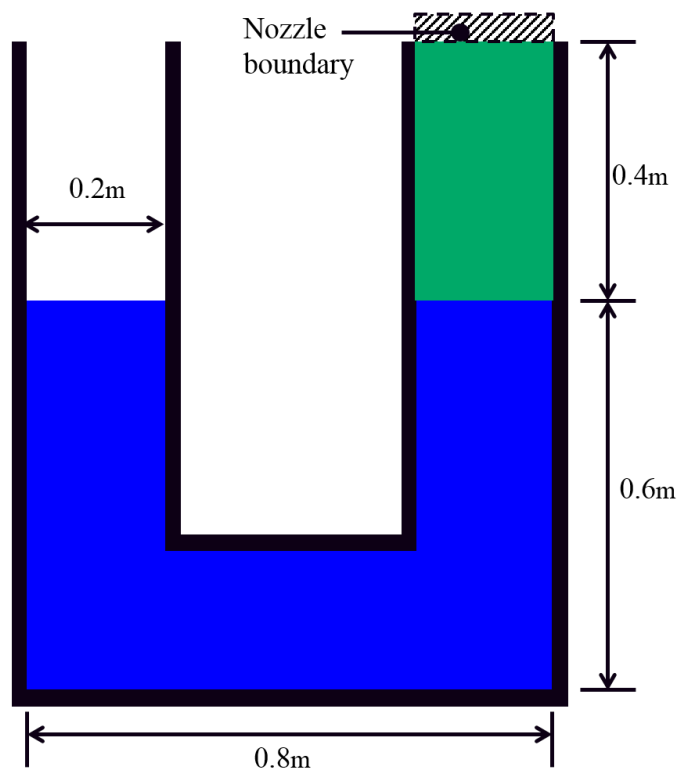


Fig. 3-4-17 Numerical Venturi pipe.

Table 3-4-3 Calculation conditions for Venturi pipe simulation.

Item	Value
Initial number of particles [-]	18,969
Particle spacing [m]	0.005
Simulation time [s]	10.0
Time step [s]	$2.5 \times 10^{-4}$
Kinematic viscosity [m <sup>2</sup> /s]	$1.14 \times 10^{-6}$
Kinematic viscosity [m <sup>2</sup> /s]	$1.47 \times 10^{-5}$
Density of liquid [kg/m <sup>3</sup> ]	999.099
Density of gas [kg/m <sup>3</sup> ]	1.226
Added pressure [Pa]	100, 500, 1000, 1500



## (2) 結果考察

計算結果を以下に示す。Fig. 3-4-18 に各設定圧力に対する左右の管内水位差の時系列を示す。表内の理論値は設定圧力に対応する水頭である。また、表内の百分率は定常状態に移行したと判断された時刻 7 秒以降の平均値と理論値との相対誤差を表している。Fig. 3-4-18 より、いずれの設定圧力においても計算開始後では理論値と離れているものの、おおむね計算開始から 2 秒以降は理論値に追従しており、定常状態では理論値との良好に一致していることがわかる。

なお、定常状態に移行した後も水面の振動が見られる。これは反対側の自由表面の上昇に伴い左側の水塊の位置エネルギーが上昇することにより圧力を付与している側の自由表面を押し上げようとしているためであると考えられる。

また Fig. 3-4-19 から Fig. 3-4-26 に各条件における定常状態時である時刻 8.0 s における計算結果のスナップショットおよび Fig. 3-4-18 において相対誤差の計算対象とした時刻 7.0 s から時刻 10.0 s までの 0.1 s 刻みにおける気相粒子の圧力値の解析解との比較結果をそれぞれ示す。Fig. 3-4-19 から Fig. 3-4-22 に示すスナップショットでは気相粒子に関して圧力のコンターで表示されている。いずれの付加圧力条件における計算結果においても気相圧力に異常値は認められず、また気液界面形状についても空間方向に対して大きな乱れが見られないことから気液二相流計算が安定して計算できていることがわかる。このことから、Fig. 3-4-18 に示した定常状態における水位差時系列の振動は管路内の水塊が水平方向にほぼ均等な水位をもって上下していることを示している。

次に、Fig. 3-4-23 から Fig. 3-4-26 に示す気相粒子の計算結果と解析解との相関関係より、各条件における気相粒子の圧力値分布は大局的に見ると概ね解析解と同様の傾向を示しておりその平均値の解析解との誤差はいずれの場合も 0.2 Pa 程度である。圧力値は 0.7 Pa 程度の標準偏差をもって振動しているが、これは定常状態での気液界面の振動により気相領域が微小な膨張と圧縮を繰り返すことに起因していると考えられる。また、ノズル境界付近で圧力値のばらつきが比較的大きくなっていることがわかる。これは粒子の流入流出に伴う局所的な粒子数密度の変化が要因であると考えられる。

しかしながら、これまで述べたように計算自体を不安定にさせるような異常圧力や、気相粒子の非物理的な液相粒子間への混入は見受けられない。また、自由表面の振動現象は数値的な要因というよりも物理的な要因が大きいと考えられる。従って Ex-TF-MPS-HGD-SII は気液界面での相互作用を精度良く計算できており、理論値ともほとんど乖離がないことから本手法の妥当性が担保されたといえる。同時に、本計算ではノズル境界に任意の圧力関数を入力したが、計算結果より境界部における圧力制御による空気粒子の流入流出が適切に再現されていることが確認され、本研究で開発したノズル境界の妥当性を明らかにすることができた。

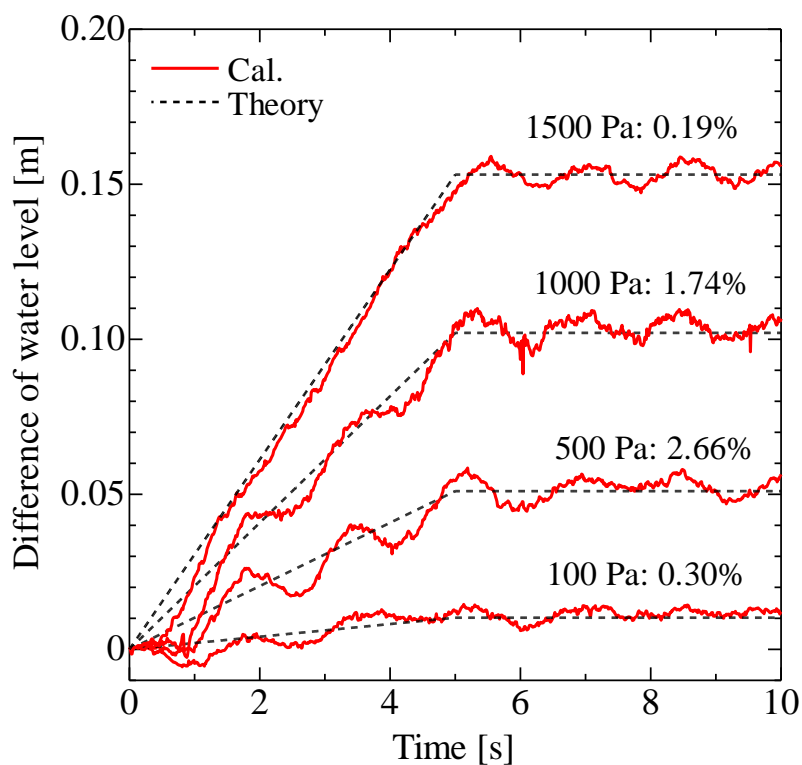


Fig. 3-4-18 Time history of difference water level.

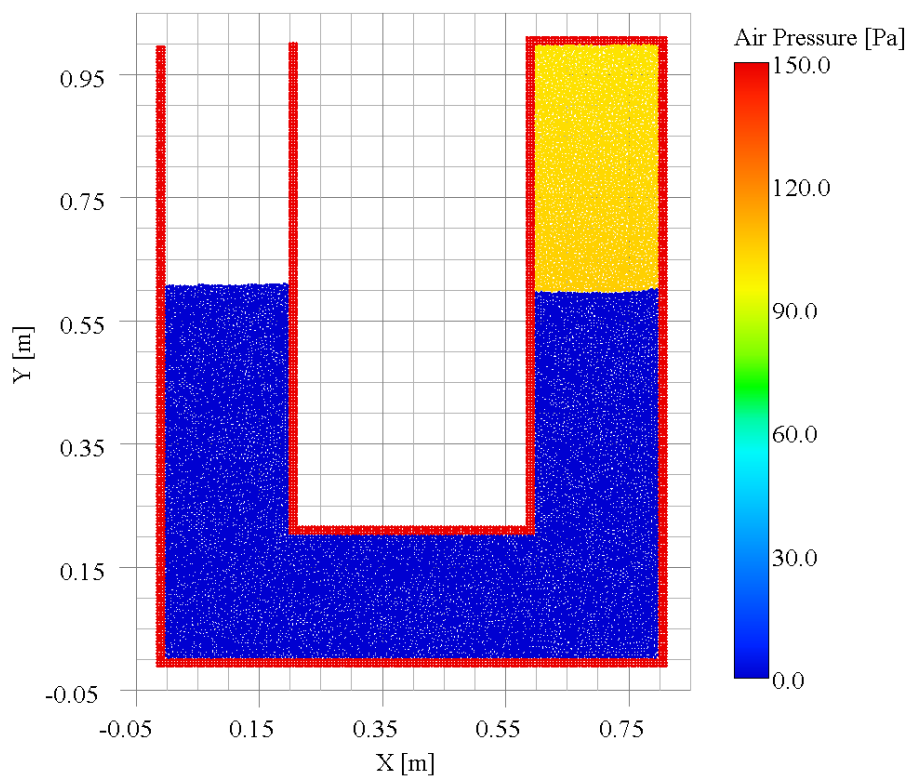


Fig. 3-4-19 Snapshot by air pressure contour at 8.0 s (Added pressure: 100 Pa).

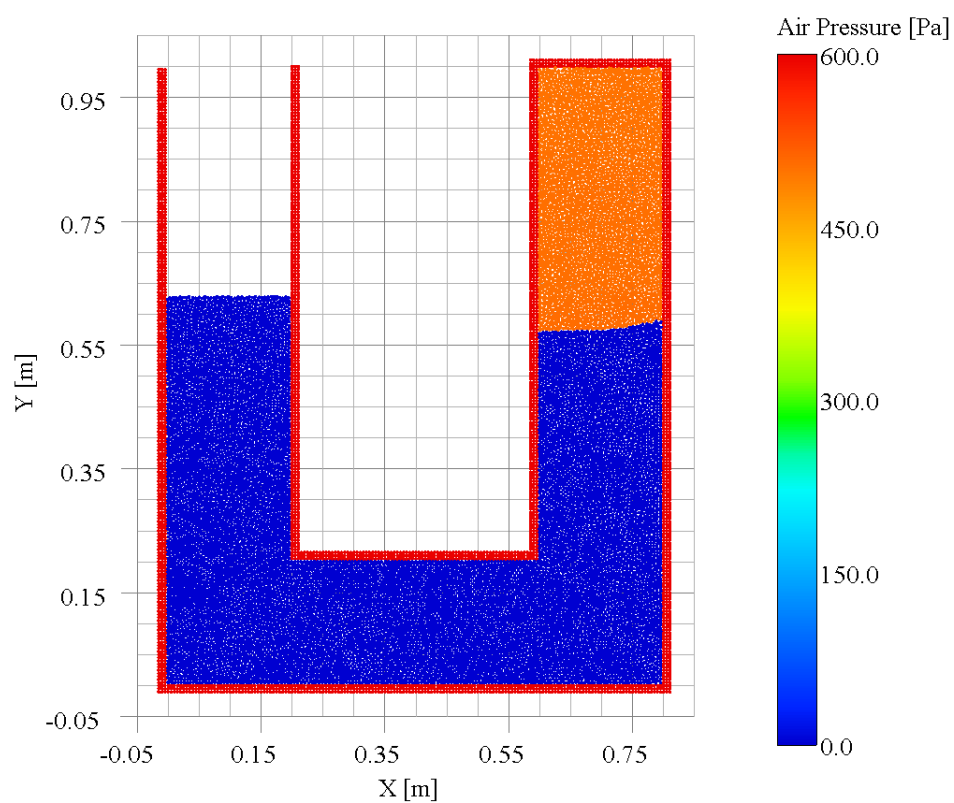


Fig. 3-4-20 Snapshot by air pressure contour at 8.0 s (Added pressure:500 Pa).

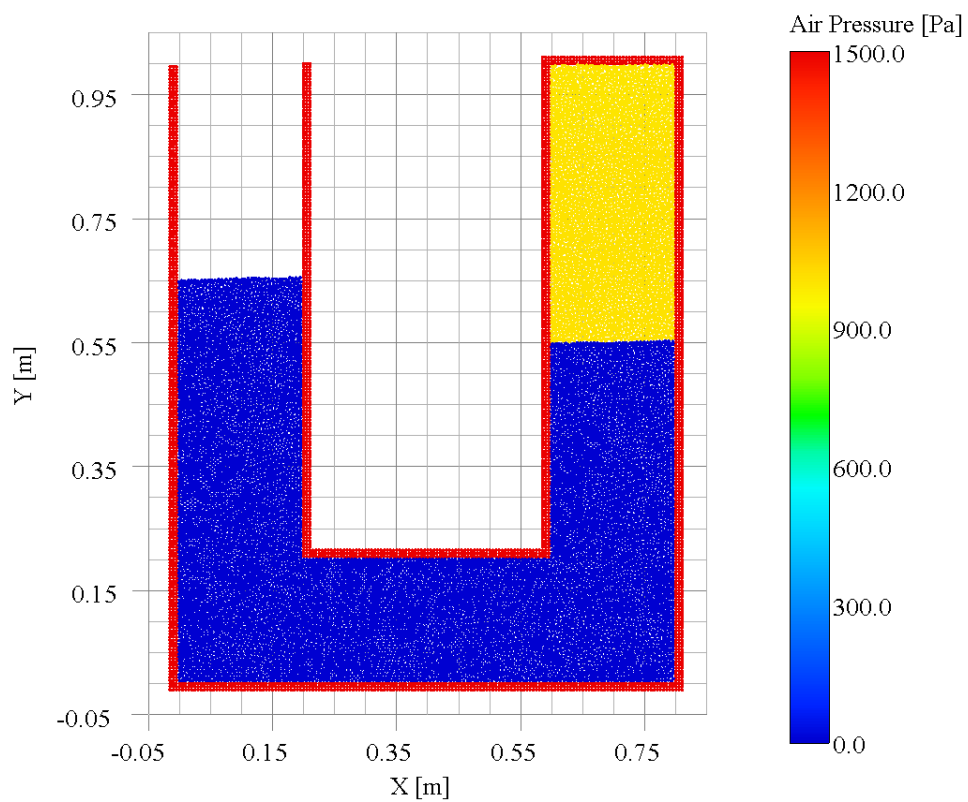


Fig. 3-4-21 Snapshot by air pressure contour at 8.0 s (Added pressure:1000 Pa).

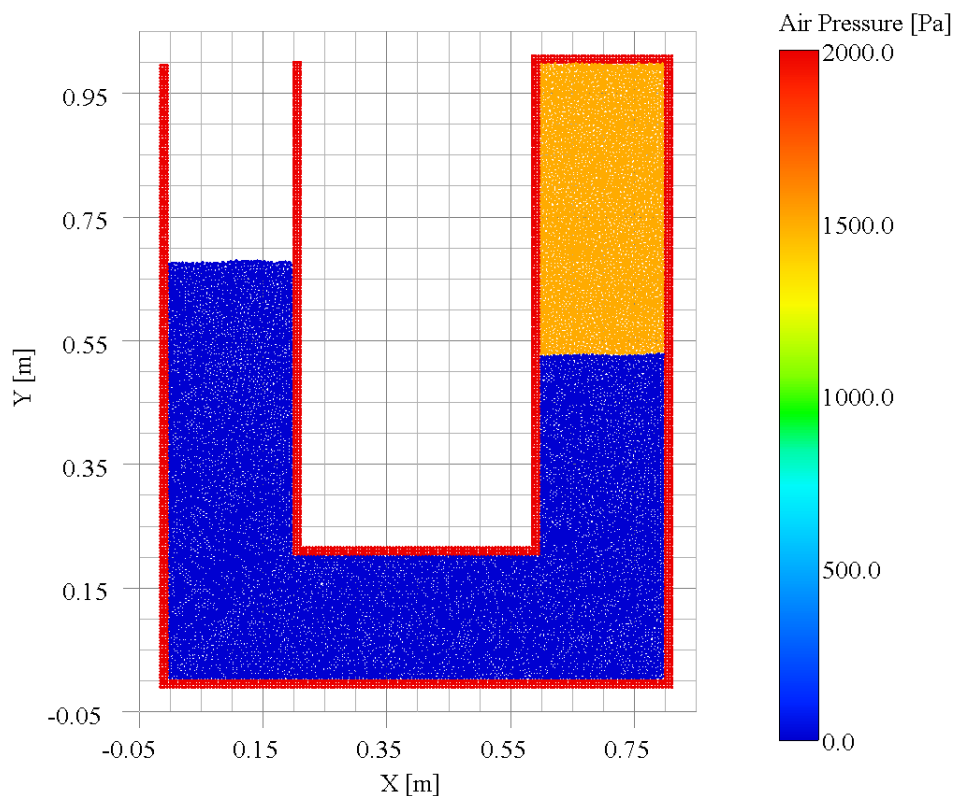


Fig. 3-4-22 Snapshot by air pressure contour at 8.0 s (Added pressure: 1500 Pa).

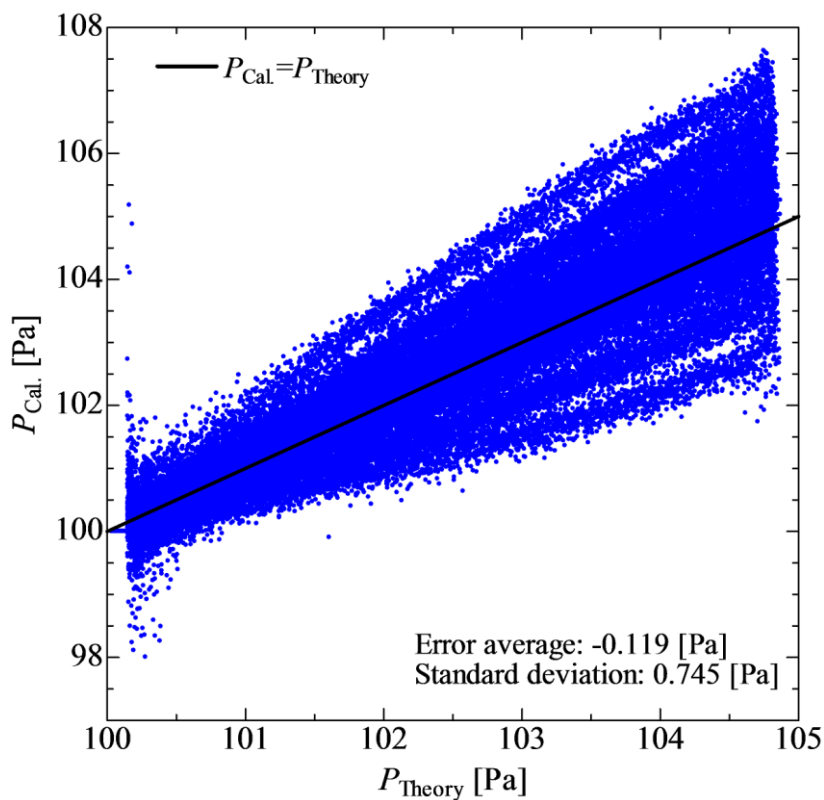


Fig. 3-4-23 Air pressure correlation between 8.0 s and 10.0 s (Added pressure: 100 Pa).

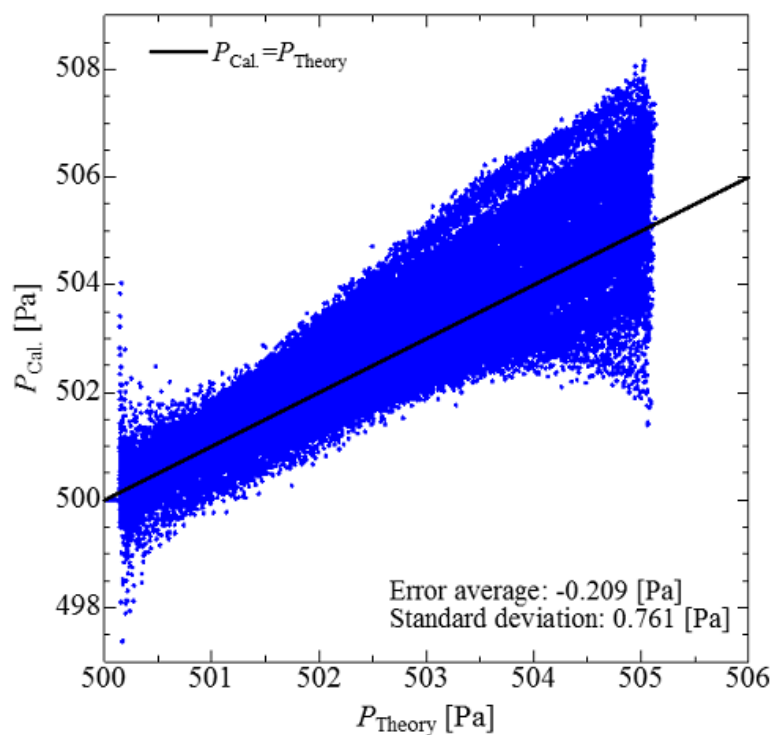


Fig. 3-4-24 Air pressure correlation between 8.0 s and 10.0 s (Added pressure:500 Pa).

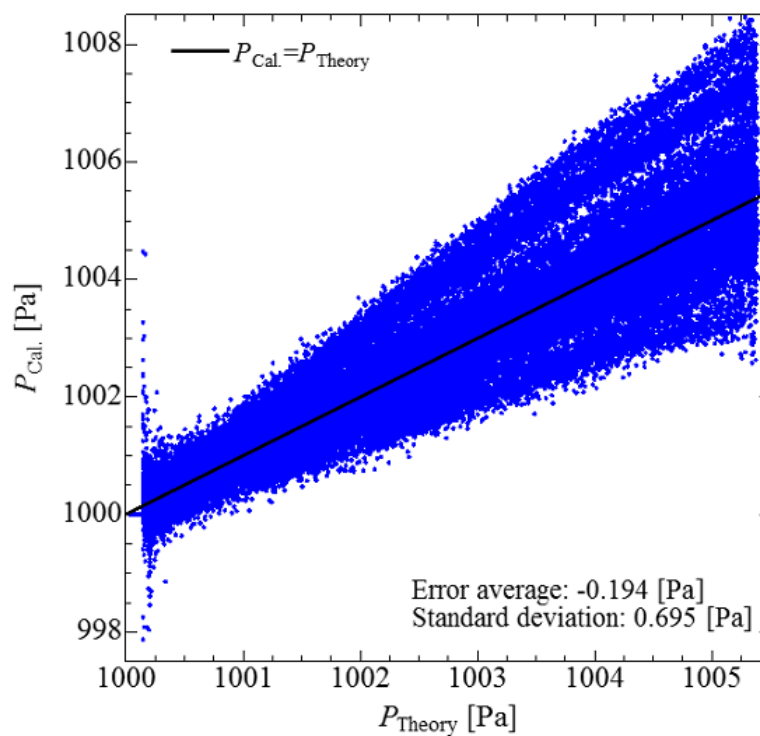


Fig. 3-4-25 Air pressure correlation between 8.0 s and 10.0 s (Added pressure:1000 Pa).

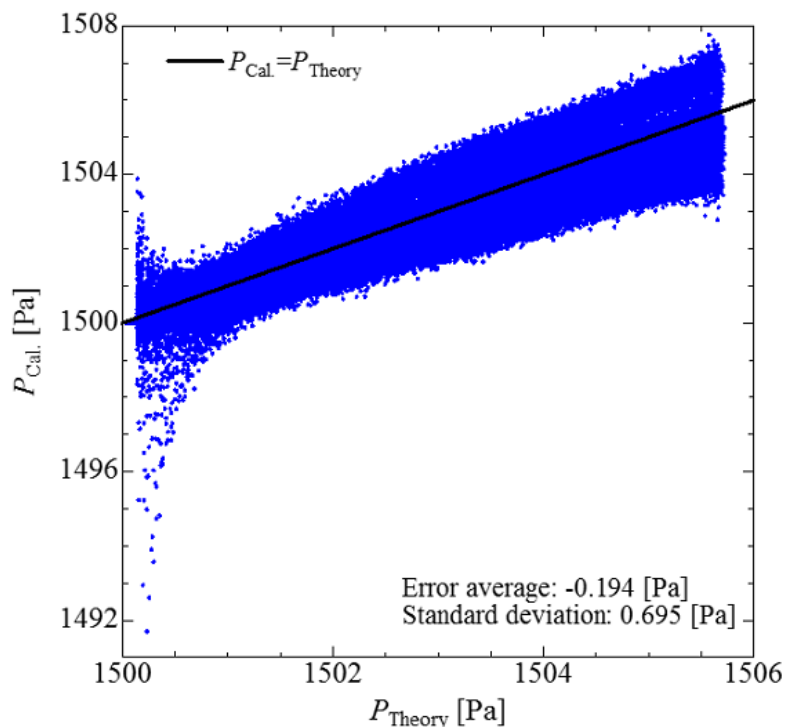


Fig. 3-4-26 Air pressure correlation between 8.0 s and 10.0 s (Added pressure:1500 Pa).

### 3.5 結 語

本章では、第2章で開発した高精度気液二相流 MPS 法である、TF-MPS-HGD-SII の基本的な有効性を検討し、以下のような知見を得ることができた。

- (1) 本手法は空気巻き込みを伴う一発大波に対する沿岸固定式 OWC 型波力発電装置の応答解析シミュレーションのような非線形性の強い現象を十分に表現しており、荒天下での OWC 型波力発電装置の波浪中応答解析に対する強力な手法である。
- (2) 入射波の砕波形状には空気粒子の影響が局所的に表れるものの、飛沫形状や構造体前面における衝撃砕波力は疑似的な空気圧の付加により空気粒子の存在を仮定できることから、空気室外の空気粒子を省略可能であり計算コストを削減できる。

また、OWC 型波力発電装置の応答解析のための計算手法拡張の必要性について論じ、拡張モデルを導入した Ex- TF-MPS-HGD-SII の開発および妥当性について検討を行った。以下に、Ex- TF-MPS-HGD-SII について本章で得られた知見を示す。

- (1) バックステップ流れの数値シミュレーションの空間解像度に関する感度解析を含めて実施した。再付着距離および水平方向流速に関する実験結果や既存の数値計算結果と比較して本手法は遜色ない結果を得ることができた。なお、既存の結果と良好

な精度で現象を再現するためにはステップ高さに対して 1/20 程度の粒子間距離で計算する必要がある。

- (2) 空気室を再現した空気流挙動シミュレーションを実施し、TF-MPS-HGD-SII による計算結果と比較した。その結果、ノズル境界により総粒子数の削減に伴う計算コストの軽減がなされた。また、負圧の考慮およびディリクレ境界条件判定の変更による空気室内での非物理的な空白領域の発生を抑制することができ、空気室内解析の計算精度を向上させる事ができた。
- (3) 2次元ベンチュリ管シミュレーションにより、気液界面を介した気相粒子と液相粒子の相互作用に関する妥当性の検討を行った。左右の管内自由表面の水位差に関する計算結果は解析解と良好に一致しており、本手法の妥当性を示すことができた。

以上より、本章で得られた結果は空気室内でのオリフィス近傍での空気流挙動ならびに気液界面の相互作用の妥当性の担保、および空気室内における非物理的な数値現象の排除を示しており、Ex-TF-MPS-HGD-SII は OWC 型波力発電装置の波浪中性能解析へ適用するために必要な基礎的な妥当性を示すことができたといえる。

## 参考文献

- (1) The Queen's University of Belfast: Islay LIMPET Wave Power Plant Publishable Report, 2002.
- (2) 柴田和也, 越塚誠一, 酒井幹夫, 谷澤克治, 辻本勝, 粒子法による水波計算のための透過境界条件の開発, 日本船舶工学会論文集, Vol. 11, pp.125-136, 2010.
- (3) Bingham, B. H., Ducasse, D., Nielsen, K. and Read, R.: Hydrodynamic analysis of oscillating water column wave energy devices, J. Ocean Eng. Mar. Energy, Vol. 1, pp.405-419, 2015.
- (4) Shibata, K., Koshizuka, S. and Murotani, K.: Boundary Condition for Simulating Karman Vortices Using the MPS method, J. Adv. Simulat. Sci. Eng., Vol. 2, No. 2, pp.235-254, 2015.
- (5) 伊藤信明, 笠木信英: 三次元画像処理流速計によるステップ後方剥離再付着乱流の計測, 流れの可視化, Vol. 9, No. 34, pp.245-248, 1989.
- (6) 森西洋平, 小林敏雄: バックステップ流れの LES 計算, 生産研究, Vol. 43, No. 1, pp.4-11, 1991.
- (7) 数値流体力学学会編集委員会編: 乱流解析, 数値流体力学シリーズ 3, 東京大学出版, 1995.
- (8) 柴田和也, 室園浩司, 近藤雅裕, 酒井幹夫, 越塚誠一: MPS 法における外気圧と負圧の考慮および curl 演算子の開発に関する研究, 計算工学講演会論文集, Vol. 17, 2012.
- (9) 小島朗史, 合田良実, 鈴村諭司: 波力発電ケーソンの空気出力効率の解析—波エネルギーに関する研究 第1報—, 港湾技術研究報告, Vol. 22, No. 3, pp.115-122, 2004.
- (10) Iturrioz, A., Guanche, R., Lara, L. L., and Losada, I. J.: Validation of OpenFOAM® for Oscillating Water Column three-dimensional modeling, Ocean Eng., Vol. 107, pp.222-236, 2015.

- (11) 木下健, 増田光一, 宮島省吾, 加藤渉: 固定式振動水柱型波浪発電装置に対する空気室内空気の圧縮性の影響について, 日本造船学会論文集, Vol. 157, pp.221-226, 1987.
-



## 第4章：振動水柱型波力発電装置の波浪中性能解析への適用性の検討

### 4.1 本章概説

前章で開発した拡張型高精度気液二相流 MPS 法(Ex-TF-MPS-HGD-SII)は振動水柱型波力発電装置の波浪中性能解析を実施するにあたり必要となる各種現象に対する妥当性および計算精度の向上を示している。本章では、固定式振動水柱型波力発電装置を対象として Ex-TF-MPS-HGD-SII を用いた波浪中性能解析を実施する。

### 4.2 固定式 OWC 型波力発電装置の波浪中性能解析

#### 4.2.1 計算概要

本節では小島ら<sup>(1)</sup>の行った固定式振動水柱型(以下、OWC 型)波力発電装置の波浪中性能解析に関する水槽実験を再現するための2次元数値シミュレーションを実施する。当該実験を再現した数値波動水槽の計算体系を Fig. 4-2-1 に示す。数値水槽の水深は 0.6 m であり長さ方向に対して一様である。数値水槽の長さは入射波波長の2倍としている。一般的な水槽実験では構造体からの反射波が造波境界で再反射することにより、波浪場への定常状態の計測時間が制限されてしまう。そこで本研究では造波境界に対して川口ら<sup>(2)</sup>のピストン式造波板前面の水位変動を用いた無反射式造波板の動作原理を導入している。空気室の大きさは長さおよび高さともに 0.4 m の正方形状としている。空気室上部には水理実験においてタービン負荷を模擬するための長さ 0.11m ノズルが装着されている。このノズルの幅は実験とは合わせずに計算粒子6個分の幅とした。これはノズル内を滑らかに粒子が移動するためにはノズル幅に対して少なくとも6粒子分以上の幅が必要となるためである。このときノズル幅が実験値と異なる影響はノズル上端に設置したノズル境界条件に与える圧力損失係数を調整することで、計全体の圧力損失が実験と等価となるようにしている。本計算で用いる空気室内水線面積とノズル断面積の比であるノズル比は 1/100 とした。空気室前面のカーテンウォールの厚さは実験では 0.02 m であるが、MPS 法での計算の場合、壁境界を挟んで反対側の粒子同士が影響を及ぼさないように影響半径以上の幅をとる必要がある。本研究の場合、拡散モデルで用いる影響半径が粒子間距離  $l_0$  の 3.1 倍であることから壁の厚さは5粒子分(圧力壁2層+壁層3層)とした。入射波条件は波高が 0.05 m、0.1 m、0.15 m、0.20 m の4種類、周期が 1.15 s、1.5 s、2.0 s の3種類である。以下では周期 1.15 s、1.5 s、2.0 s の再現パターンをそれぞれ Case 1、Case 2 ならびに Case 3 と表記する。さらに波高については小さい順に1から4とし各ケース番号の後ろに添える。

計算条件を Table 4-2-1 に示す。粒子間距離は 0.008 m とした。これは前章でのバックステップ流れの数値シミュレーションより得られた管路拡大を含む流れ解析における推奨空間解像度を参考とし、空気室天井部長さと必要ノズル幅から決定した。よって、空気室天井部において管路拡大のステップ部に相当する部分と粒子間距離の比は 22:1 となることから本計算では空気室内の空気流挙動は十分な精度で計算できると考えられる。計算体系の総粒子数は水槽長さが入射波波長によって変動するが、Case 1 で 52249 個、Case 2 で 74299 個、Case 3 で 104467 個である。シミュレーション時間は定常状態の入射波を十分に入射させるために Case 1 では 12.65 s、Case 2 では 17.6 s および Case 3 では 22.0 s とした。

解析対象は、空気室内の変動圧力および水位変動、さらに両結果を用いて算出する一次変換効率の 3 種類とする。圧力値は空気室天井部の 4 点で計測したものを平均することで求める。このとき各点における圧力時系列はほぼ同一であり平均することに対する問題が無いことは確認されている。また、水位変動は空気室内自由表面の 3 点で計測している。水位変動は入射波周期および波高によっては空気室内の自由表面に傾斜が出るため各計測位置における計測結果を示す。解析対象の計測位置を図示したものを Fig. 4-2-2 に示す。なお、後述する一次変換効率の計算に用いる際には 3 点の時系列波形の平均を取った値を用いている。一次変換効率は OWC 型波力発電装置の水槽実験において発電効率を推定するための重要な指標であり、単位時間あたりに OWC 型波力発電装置の空気室が吸収した波エネルギー  $E_e$  と入射波の仕事率  $E_i$  の比で表わされる。ここで、入射波の仕事率  $E_i$  は微小振幅波理論より式(4.1)のように表わされる。

$$E_i = \frac{1}{2} \rho g a^2 c_g \quad (4.1)$$

ここで、 $\rho$  は流体密度、 $g$  は重力加速度、 $a$  は入射波振幅、 $c_g$  は群速度である。また、OWC モデルの波エネルギー吸収量  $E_e$  は、入射波一周分分の空気室内部圧力  $P(t)$  および内部水位  $\eta(t)$  の時間微分の積分に空気室内部の水線面積  $A_w$  を乗ずることで算出する。式(4.2)に計算結果の時系列波形から吸収量を求める離散式を示す。

$$\begin{aligned} E_e &= \frac{A_w}{T} \int_0^T P(t) \frac{\partial \eta(t)}{\partial t} dt \\ &= \frac{A_w}{T} \sum_{i=1}^N P_i \cdot \frac{\eta_{i+1} - \eta_i}{\Delta t} \Delta t \\ &= \frac{A_w}{T} \sum_{i=1}^N P_i (\eta_{i+1} - \eta_i) \end{aligned} \quad (4.2)$$

これより、一次変換効率  $E$  は式(4.3)のように表わされる。

$$E = \frac{E_e}{E_i} \quad (4.3)$$

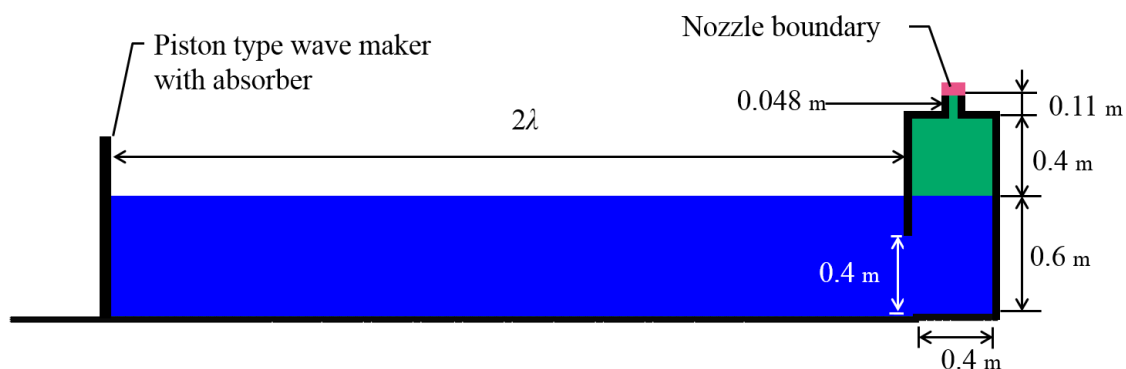


Fig. 4-2-1 Numerical wave tank for the OWC type WEC analysis in regular waves.

Table 4-2-1 Calculation conditions for the OWC type WEC analysis in regular waves.

Item	Value		
	Case 1	Case 2	Case 3
Initial number of particles [-]	52,249	72,499	104,467
Particle spacing [m]		0.008	
Simulation time [s]	12.65	17.60	22.0
Time step [s]		$2.5 \times 10^{-4}$	
Kinematic viscosity [m <sup>2</sup> /s]		$1.14 \times 10^{-6}$	
Kinematic viscosity [m <sup>2</sup> /s]		$1.47 \times 10^{-5}$	
Density of liquid [kg/m <sup>3</sup> ]		999.099	
Density of gas [kg/m <sup>3</sup> ]		1.226	
Incident wave period [s]	1.15	1.50	2.0
Incident wave height [m]		0.05, 0.10, 0.15, 0.20	

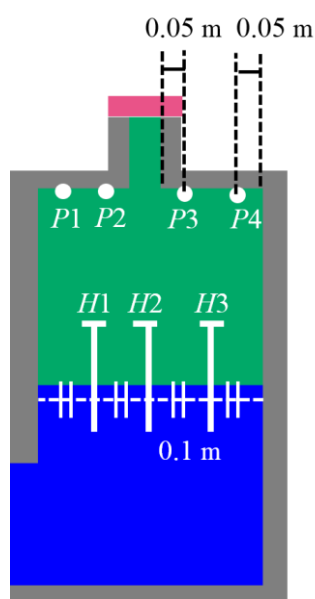


Fig. 4-2-2 Measuring points in the air chamber.

## 4.2.2 結果考察

本項では計算結果のスナップショットや空気室内の圧力および水位に関する時系列波形並びに周波数応答をそれぞれ示す。最後に一次変換効率について示す。

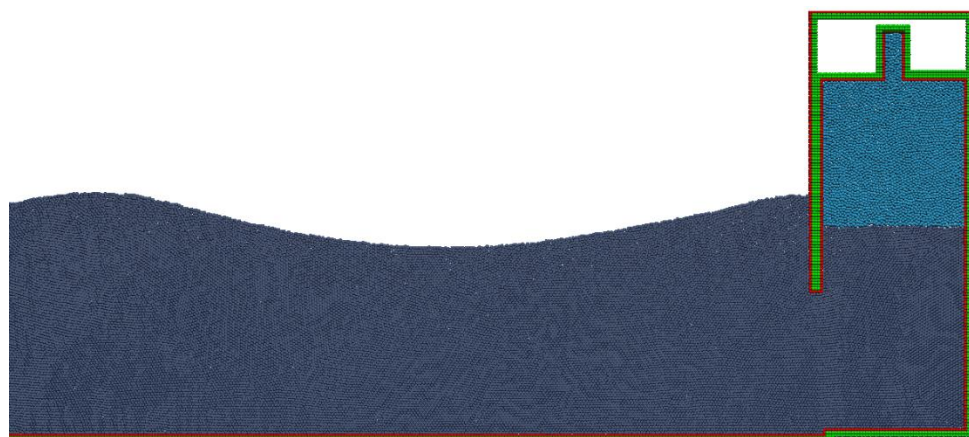
### (1) 計算結果考察

代表的な計算結果のスナップショットを以下に示す。Fig. 4-2-3 に入射波周期  $T=1.15$  s、入射波波高  $H=0.20$  m のとき 8.31 s から 9.09 s に渡るスナップショットを示す。またこの期間を含む空気室前面および空気室内の水位時系列波形を Fig. 4-2-4 に示す。なお、本条件が本計算で行った入射波条件の中で最も波傾斜が大きくなる入射波条件である。Fig. 4-2-3 (a) に空気室内水位変動がゼロとなる状態の例として時刻 8.31 s におけるスナップショットを示す。このとき空気室前面では入射波と構造体からの反射波の合成波が大きくなっていることがわかる。空気室前面での合成波の波高が最大となり、空気室前面でのエネルギーが高まることで、カーテンウォール下部の空気室開口部より水塊が流入する際のエネルギーが高くなると考えられる。また、Fig. 4-2-3 (b) に空気室内水位が最大となる状態の例として時刻 8.57 s におけるスナップショットを示す。Fig. 4-2-3 (a) および Fig. 4-2-3 (b) を比較すると空気室内自由表面の傾きが逆になっていることがわかる。これは Fig. 4-2-4 に示す空気室前面および空気室内部の水位変動時系列からも読み取ることができる。この時刻付近での空気室近傍では空気室開口部からの流入水塊はカーテンウォールを中心として渦を巻くように流れ込むため、カーテンウォールから遠い H3 における水位が高くなると考えられる。また、流入する際にカーテンウォール近傍で生じる渦により流入水塊のエネルギーが漸減されることでカーテンウォール側の水位上昇が抑えられることも要因として考えられる。このカーテンウォール近傍での渦放出は空気室内水位の低下に伴う空気室内水塊の流出時にも影響を与えていると考えられ、これにより Fig. 4-2-3 (c) に示す空気室内水位が最小となる例である時刻 9.09 s におけるスナップショットでは、空気室内自由表面が僅かではあるものの Fig. 4-2-3 (b) とは逆向きに傾いていると考えられる。Fig. 4-2-4 に示す空気室近傍での時系列波形はその水位変動に関してはその変位幅が本研究で用いた粒子間距離に対して 2 倍程度であるため、空間解像度は比較的粗いといえる。しかしながら、この程度の空間解像度であっても各計測位置間における水位差を検出できていることから、本結果は自由表面形状の抽出に優れる粒子法の利点を十分に活かしていることを示しているといえる。また、いずれのスナップショットにおいても気液界面を介した空気室内応答において非物理的な空白領域の発生が認められず、また気液界面においても気相粒子が液相粒子間に入り込む現象が見られないことから、Ex-TF-MPS-HGD-SII は OWC 型波力発電装置の波浪中性能解析を安定して行えることが示されたといえる。

また、Fig. 4-2-5 に同入射波条件における圧力時系列波形および空気室内自由表面の上下速度を示す。同図内には Fig. 4-2-3 の各種スナップショットに対応する時刻を図示している。Fig. 2-4-5 より、空気室内圧力の時系列波形は Fig. 4-2-3 および Fig. 4-2-4 において空気室内水位変動が最大となる時刻に対応する時刻(b)および時刻(b)において圧力値が概ねゼロとなっていることがわかる。これは、一般的な OWC 型波力発電装置の波浪中における

空気室内応答の特性と一致している。つまり、空気室内水位変動が極値に到達することで空気室内体積変化率がゼロとなるため空気室内に作用する空気圧力がゼロとなる。一方で、Fig. 2-4-4 において空気室内水位変動がゼロとなる時刻(a)では空気室内水位の変化率が最も大きくなることに伴い空気室内体積変化も大きくなる。そのため、Fig. 2-4-5 に示す圧力時系列波形と空気室内自由表面の上下速度には良好な相関がみられる。また、Fig. 4-2-5 より圧力値の上昇方向と下降方向では変化傾向に差異があることがわかる。空気室内自由表面が上昇する際の正方向の圧力変動についてみると、上昇方向の方が下降方向に比べて変化率平均が約 1.72 倍大きい。Fig. 4-2-4 より、空気室内水位変動の時系列波形は時間方向に対する対称性があることから、この現象は空気室内水位の衝撃的な変動に起因するものではないことがわかる。また第3章で示した、空気室内自由表面を造波境界で模擬した空気室内空気流挙動解析では、本章での計算結果における計算結果よりも空気室内自由表面の振幅が大きいものの、Fig. 4-2-5 とは異なり圧力時系列波形は対称性が見られる。このことから、当該箇所の圧力時系列波形の非対称性は空気室内自由表面の傾きが影響していると考えられる。一方で、空気室内自由表面下降時の負方向の圧力変動についてみてみると、前述の正方向の圧力変動波形と比較すると時間方向に対称性を持っていることがわかる。Fig. 4-2-5 に示す空気室内自由表面変動速度の時系列波形の対称性に関しても圧力変動と同じく、正方向では非対称、負方向では対称であることがわかる。これは、Fig. 4-2-4 に示す空気室前面での合成波が関係していると考えられる。空気室内自由表面が上昇する際には、入射波が構造体前面で堰き止められることにより、構造体前面で水位が上昇することで運動エネルギーが位置エネルギーに変換され、その水塊が崩れる時に位置エネルギーが運動エネルギーに変換されて開口部を介して空気室内自由表面を上昇させる。この上昇外力がカーテンウォール下部の開口部を介して透過する入射波による水塊流入に付与されるため、空気室内自由表面の上昇速度が大きくなると考えられ、前述の上昇速度および圧力変動波形の非対称性に影響していると考えられる。

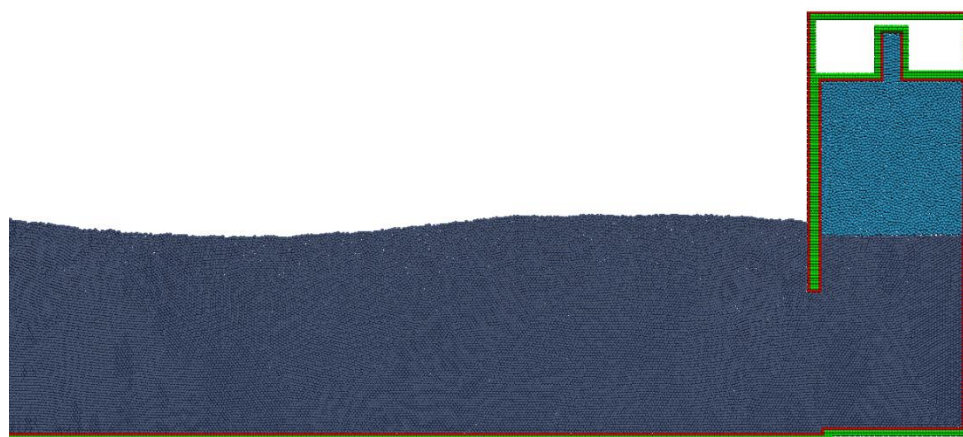
また、Fig. 4-2-5 から Fig. 4-2-27 に全計算ケースにおける空気室前面および空気室内における水位変動時系列波形および空気室内圧力の時系列波形をそれぞれ示す。各周期および波高に対応する水位変動時系列および圧力変動時系列を比較すると、いずれの入射波条件パターンにおいても上記 Fig. 4-2-4 および Fig. 4-2-5 に関する考察と同様に、空気室内自由表面の傾きおよび圧力時系列波形の時間方向に関する非対称性といった傾向が現れている場合と現れない場合が見られる。例えば、Fig. 4-2-7 に示す Case 1-1 (入射波周期 1.15 s、入射波波高 0.05 m)や Fig. 4-2-23 に示す Case 3-2 (入射波周期 2.0 s、入射波波高 0.10 m)では圧力時系列波形は比較的对象性があることがわかる。このとき、各圧力時系列波形に対応する空気室近傍の水位時系列波形である Fig. 4-2-6 および Fig. 4-2-22 をみると空気室内水位が極値を取るときでも空気室内自由表面に傾きがほとんど現れていないことが示されている。一方で、他の計算ケースにおける空気室内圧力変動では時系列波形の非対称性が見られるとともに、対応する空気室内水位変動時系列波形より、空気室内自由表面に傾きが見られる事がわかる。このことから、圧力時系列波形の非対称性は空気室内自由表面の傾きに起因する空気室内体積変化の非線形性が影響している蓋然性が高いと考えられる。



(a) 8.31 s



(b) 8.57 s



(c) 9.09 s

Fig. 4-2-3 Snapshots of the OWC type WEC simulation ( $T=1.15$  s,  $H=0.20$  m).

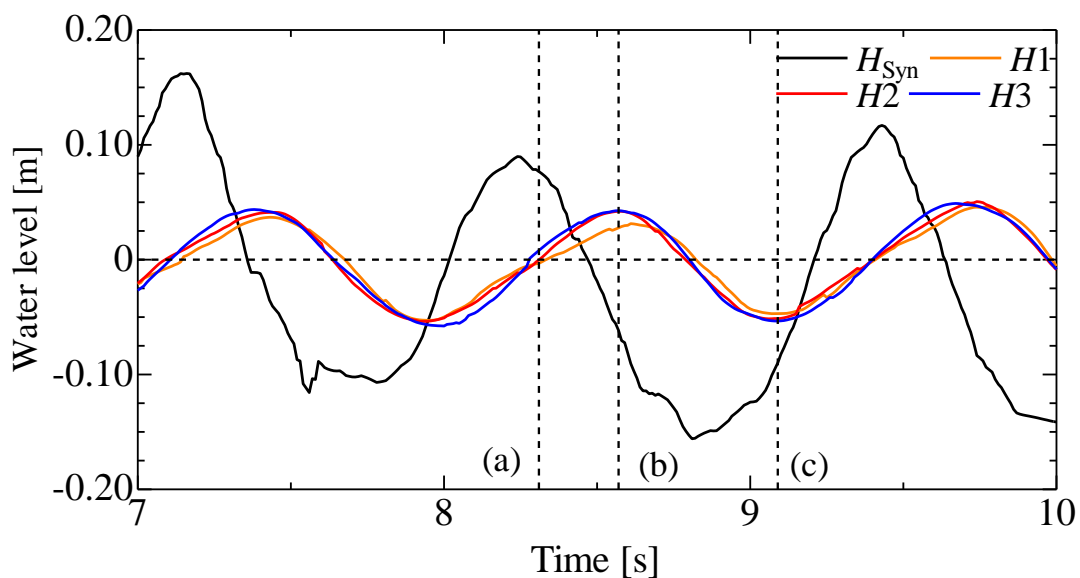


Fig. 4-2-4 Time histories of water level around the air chamber ( $T=1.15$  s,  $H=0.20$  m).

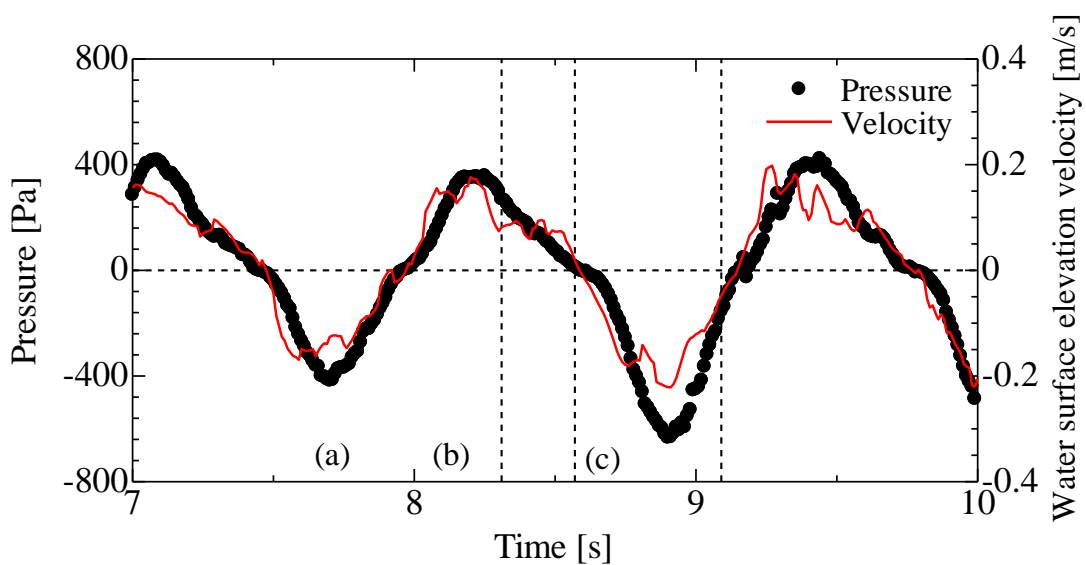


Fig. 4-2-5 Time histories of air pressure in the air chamber ( $T=1.15$  s,  $H=0.20$  m).

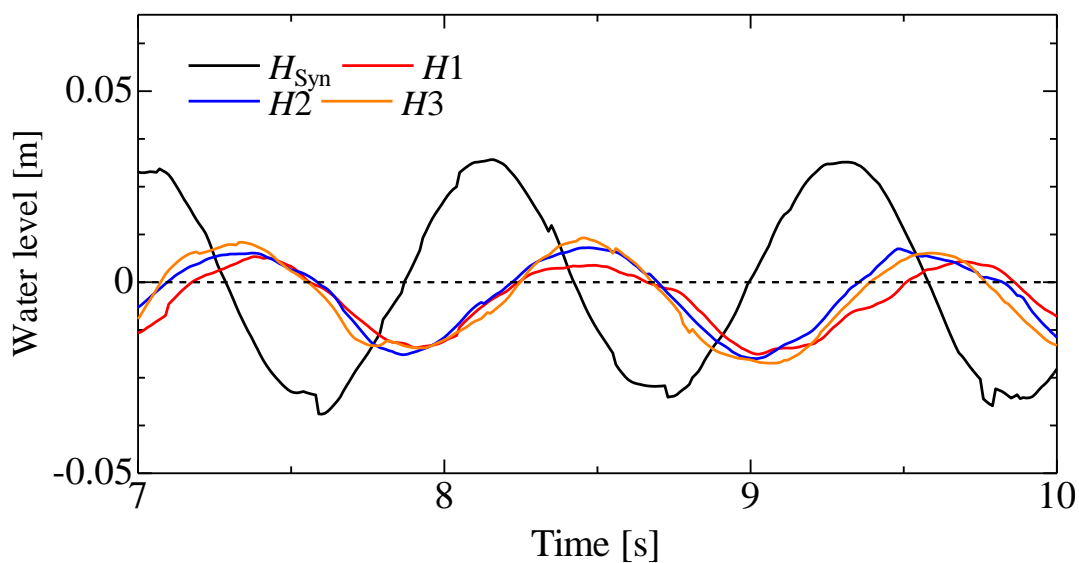


Fig. 4-2-6 Time histories of water level around the air chamber ( $T=1.15$  s,  $H=0.05$  m).

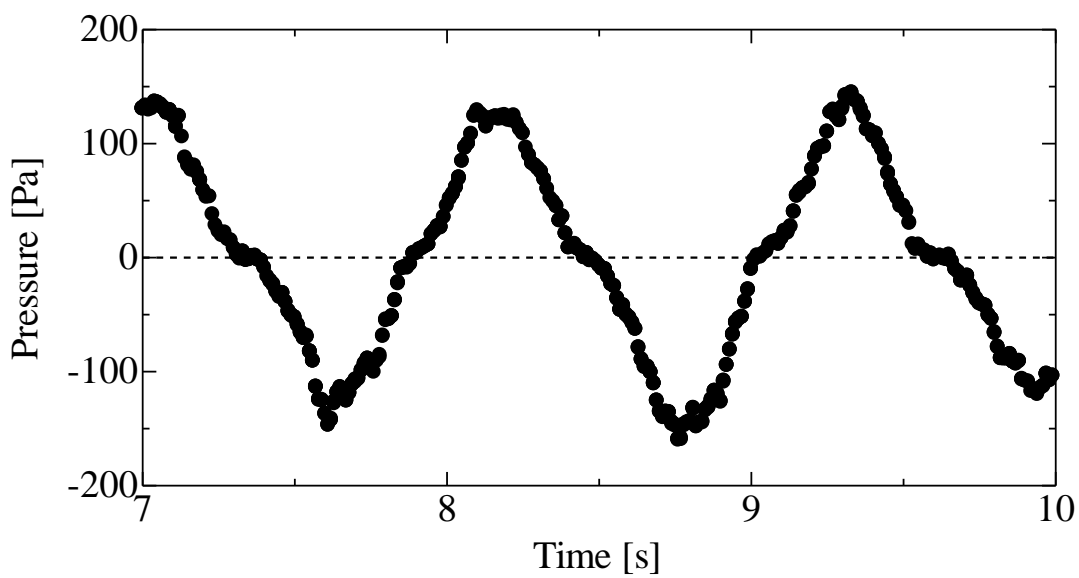


Fig. 4-2-7 Time histories of air pressure in the air chamber ( $T=1.15$  s,  $H=0.05$  m).



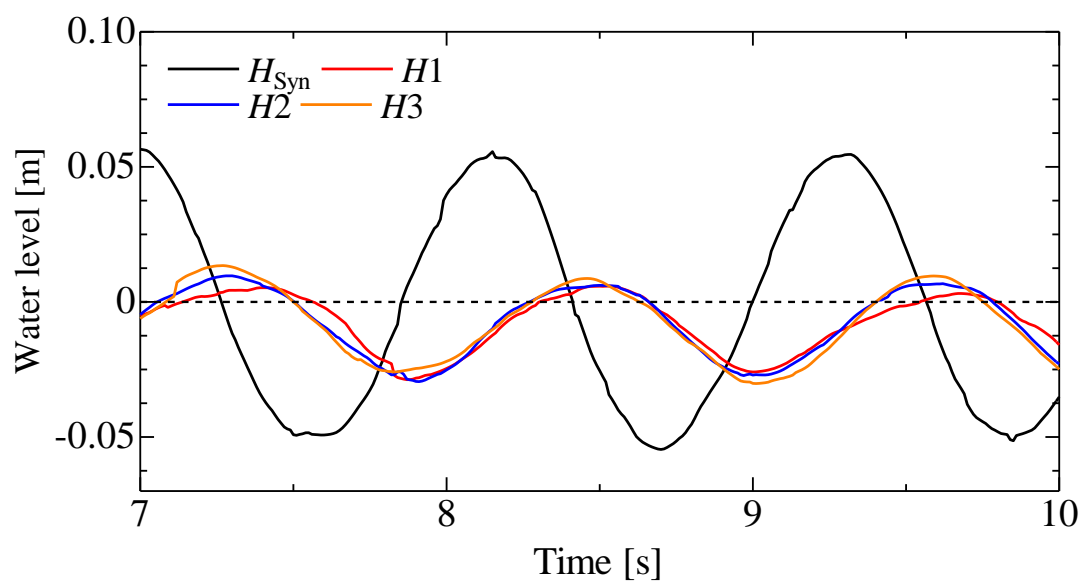


Fig. 4-2-8 Time histories of water level around the air chamber ( $T=1.15$  s,  $H=0.10$  m).

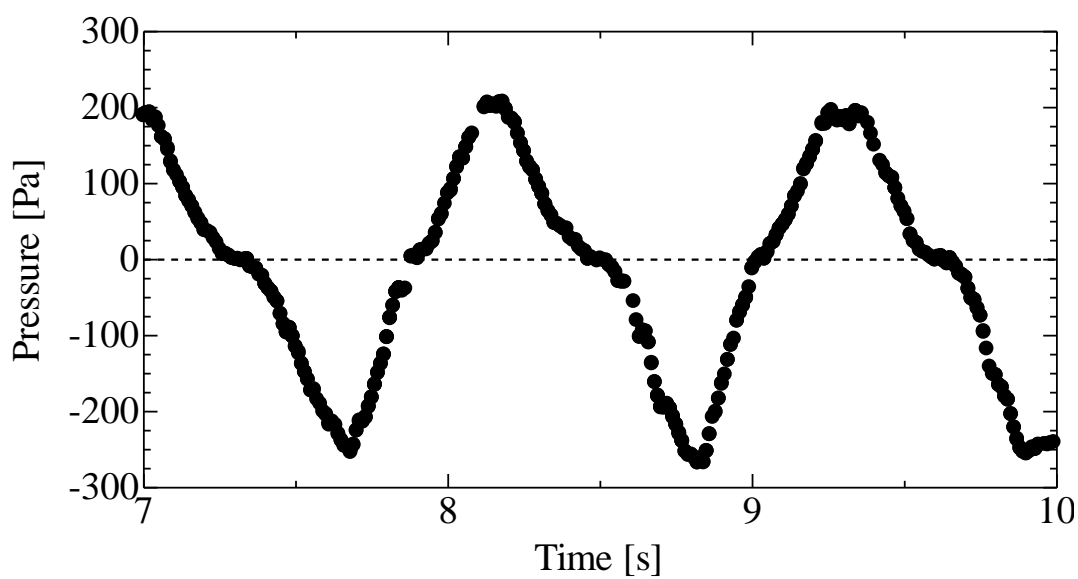


Fig. 4-2-9 Time histories of water level around the air chamber ( $T=1.15$  s,  $H=0.10$  m).

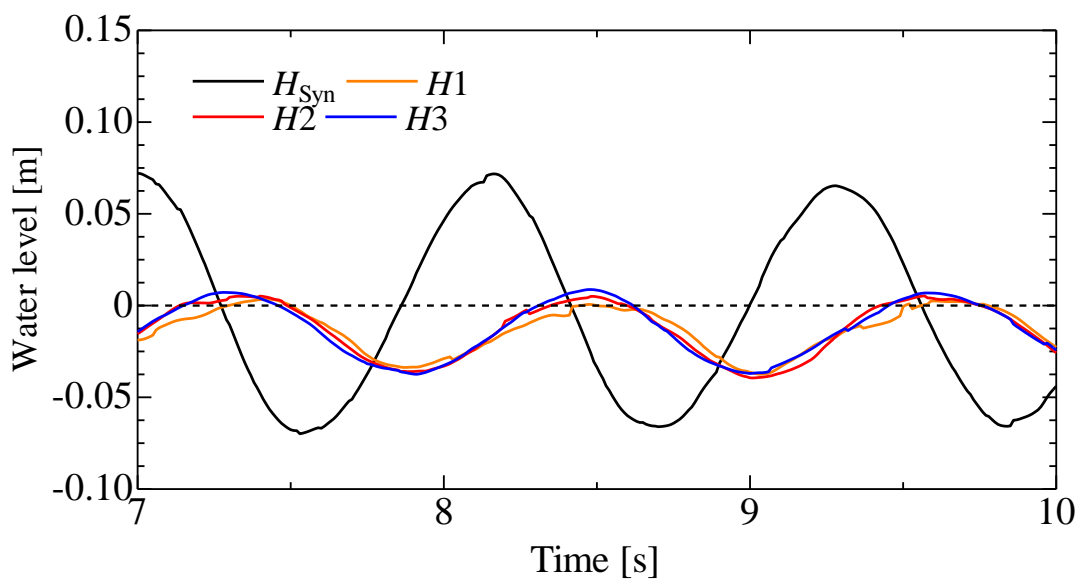


Fig. 4-2-10 Time histories of water level around the air chamber ( $T=1.15$  s,  $H=0.15$  m).

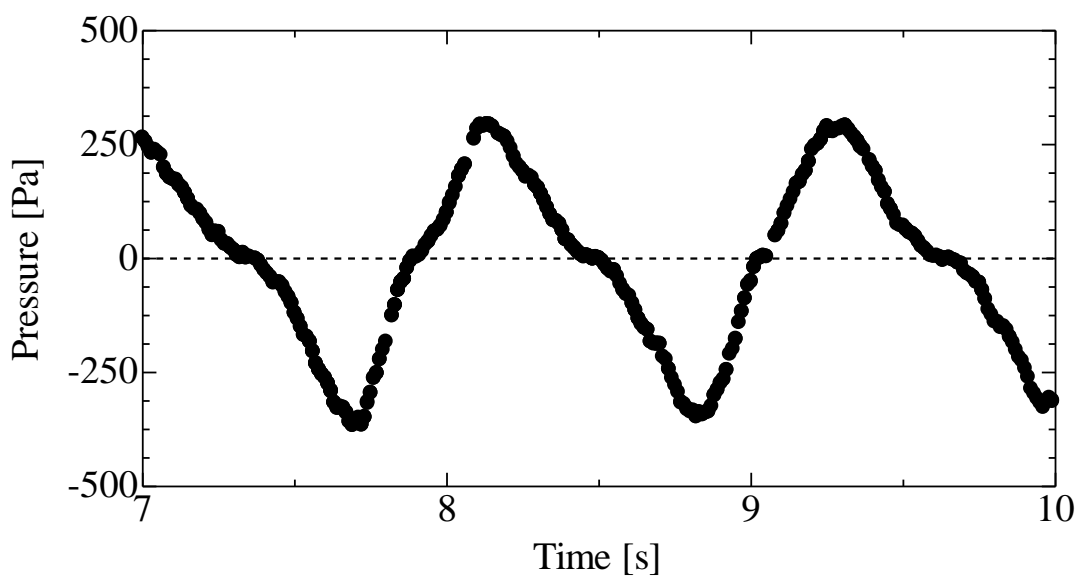


Fig. 4-2-11 Time histories of air pressure in the air chamber ( $T=1.15$  s,  $H=0.15$  m).

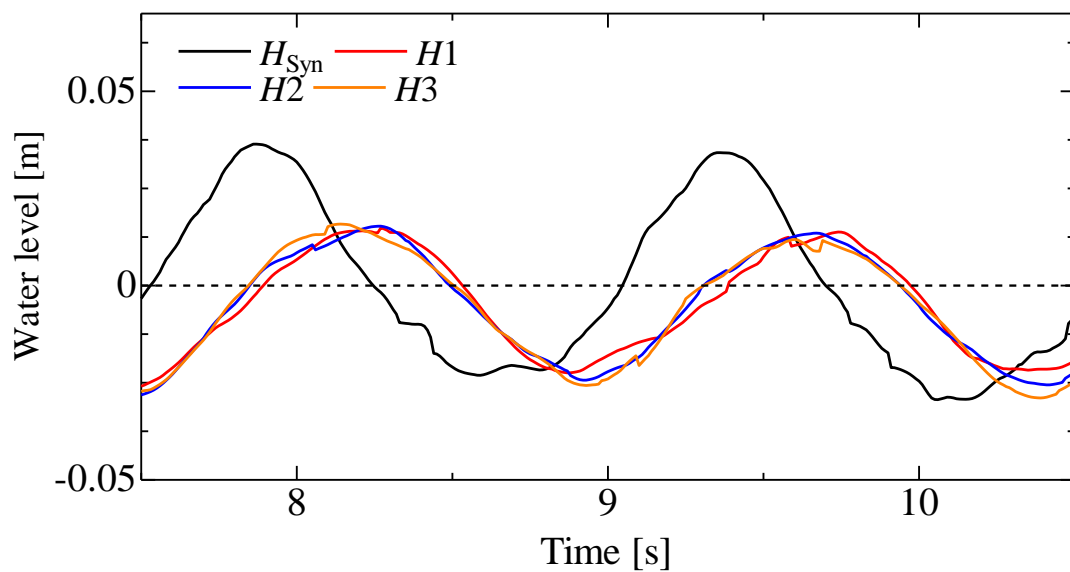


Fig. 4-2-12 Time histories of water level around the air chamber ( $T=1.50$  s,  $H=0.05$  m).

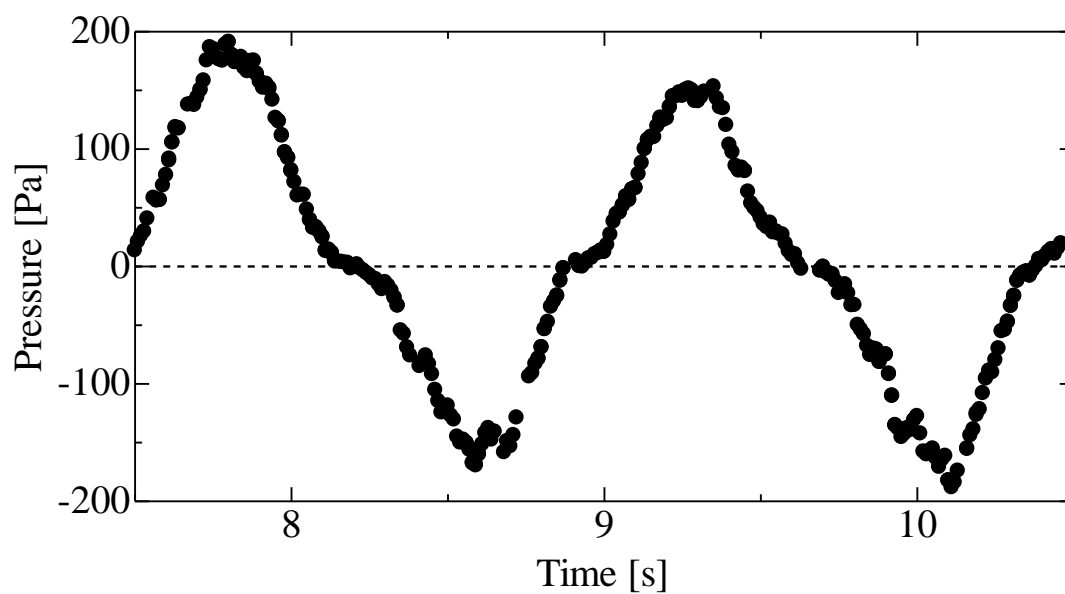


Fig. 4-2-13 Time histories of air pressure in the air chamber ( $T=1.50$  s,  $H=0.05$  m).

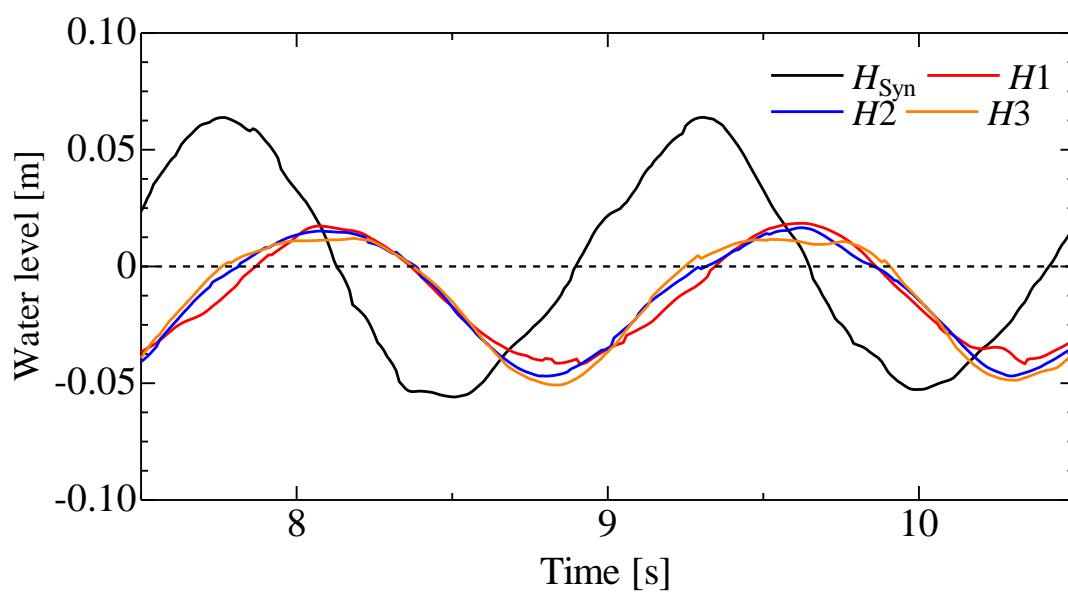


Fig. 4-2-14 Time histories of water level around the air chamber ( $T=1.50$  s,  $H=0.10$  m).

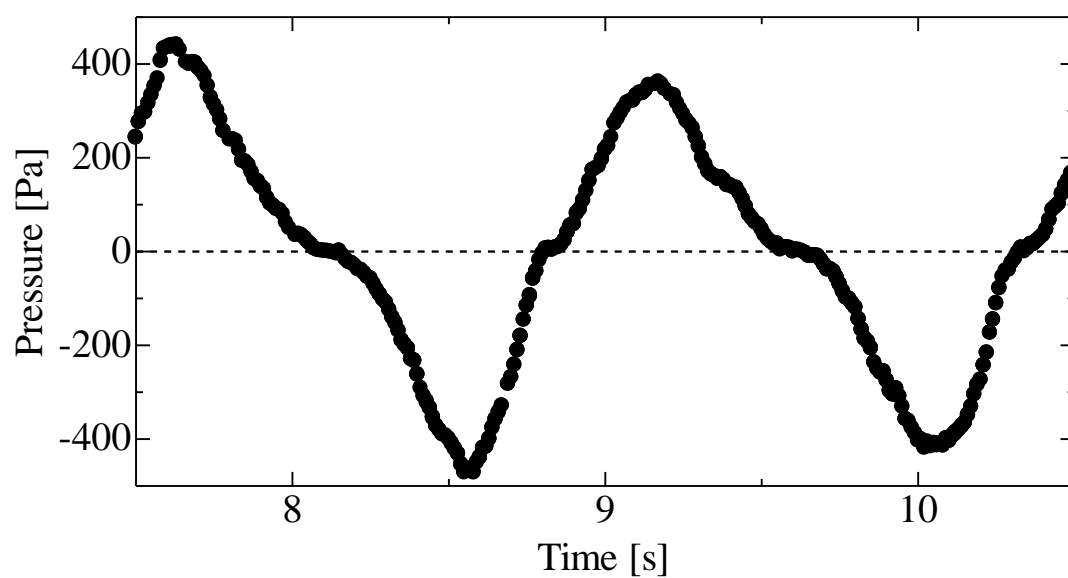


Fig. 4-2-15 Time histories of air pressure in the air chamber ( $T=1.50$  s,  $H=0.10$  m).

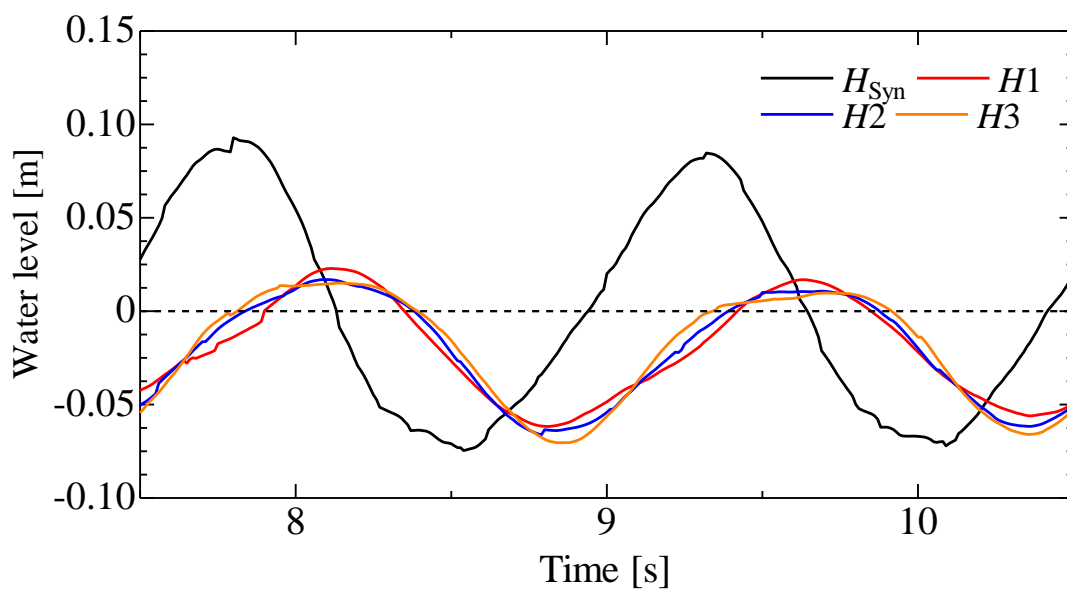


Fig. 4-2-16 Time histories of water level around the air chamber ( $T=1.50$  s,  $H=0.15$  m).

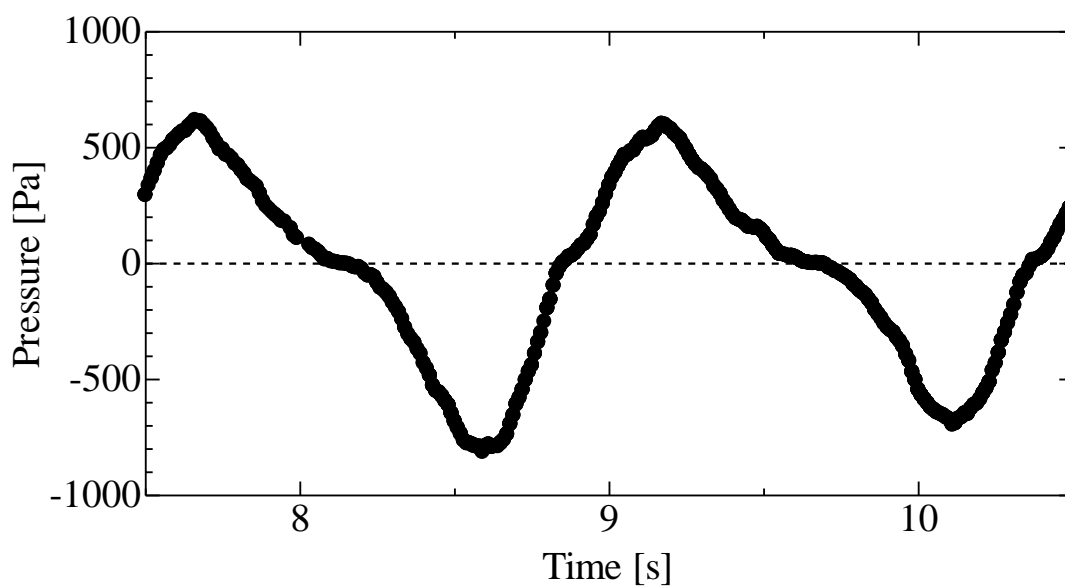


Fig. 4-2-17 Time histories of air pressure in the air chamber ( $T=1.50$  s,  $H=0.15$  m).

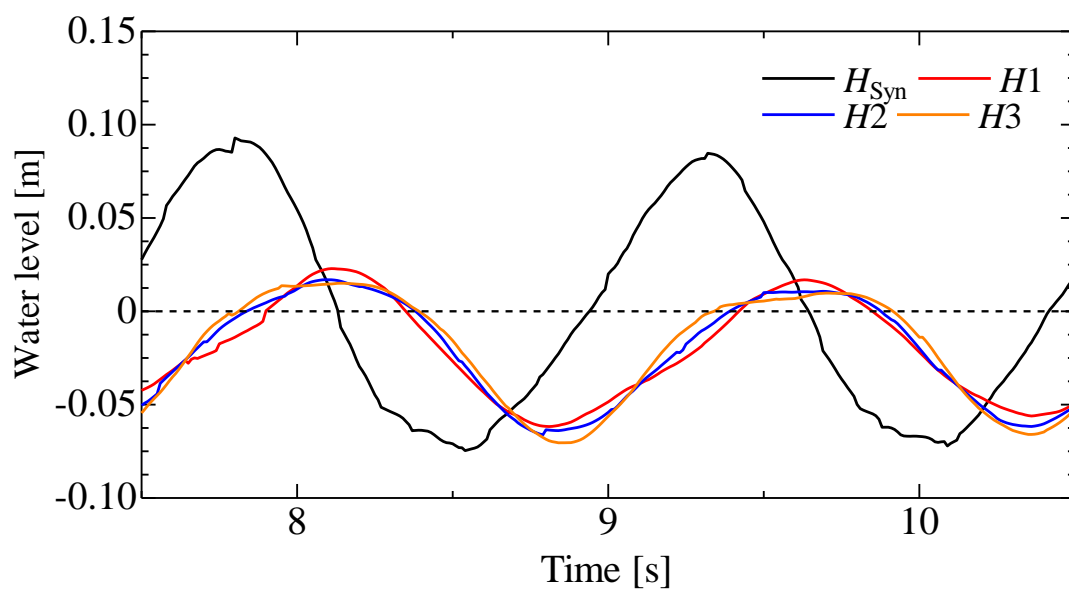


Fig. 4-2-18 Time histories of water level around the air chamber ( $T=1.50$  s,  $H=0.20$  m).

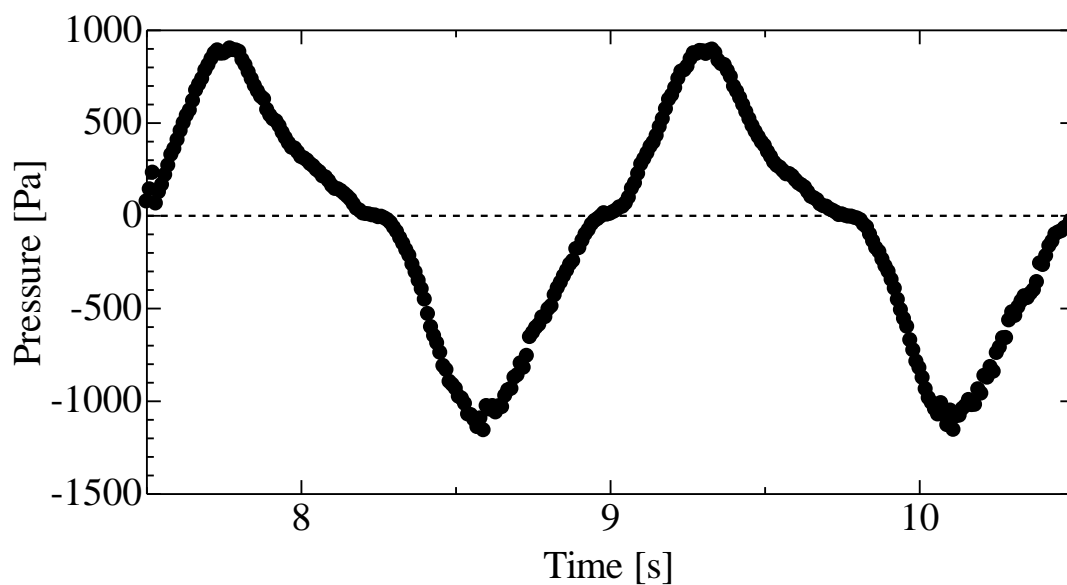


Fig. 4-2-19 Time histories of air pressure in the air chamber ( $T=1.50$  s,  $H=0.20$  m).

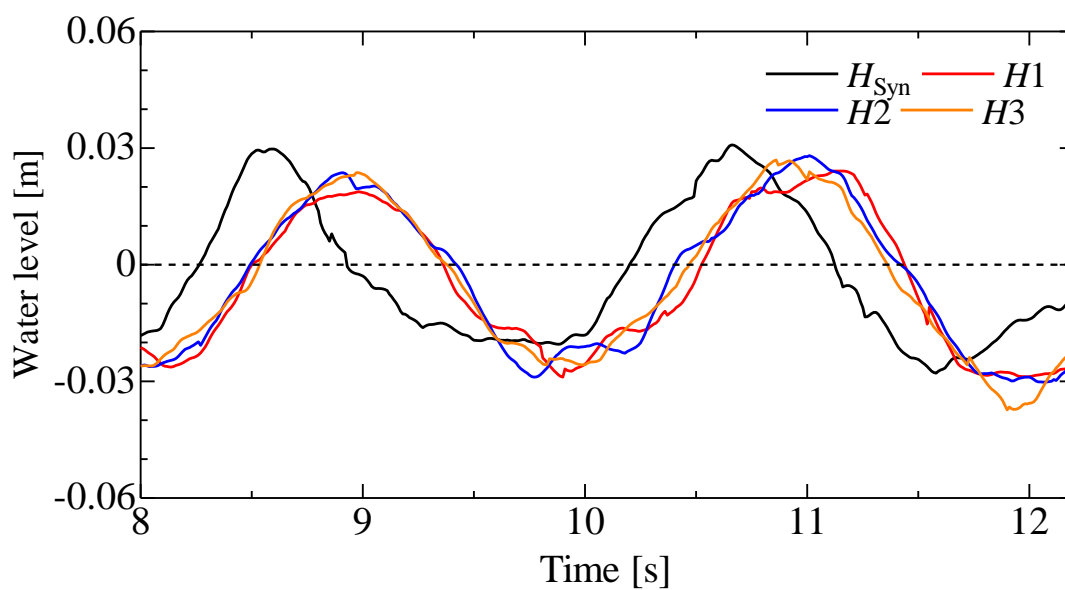


Fig. 4-2-20 Time histories of water level around the air chamber ( $T=2.00$  s,  $H=0.05$  m).

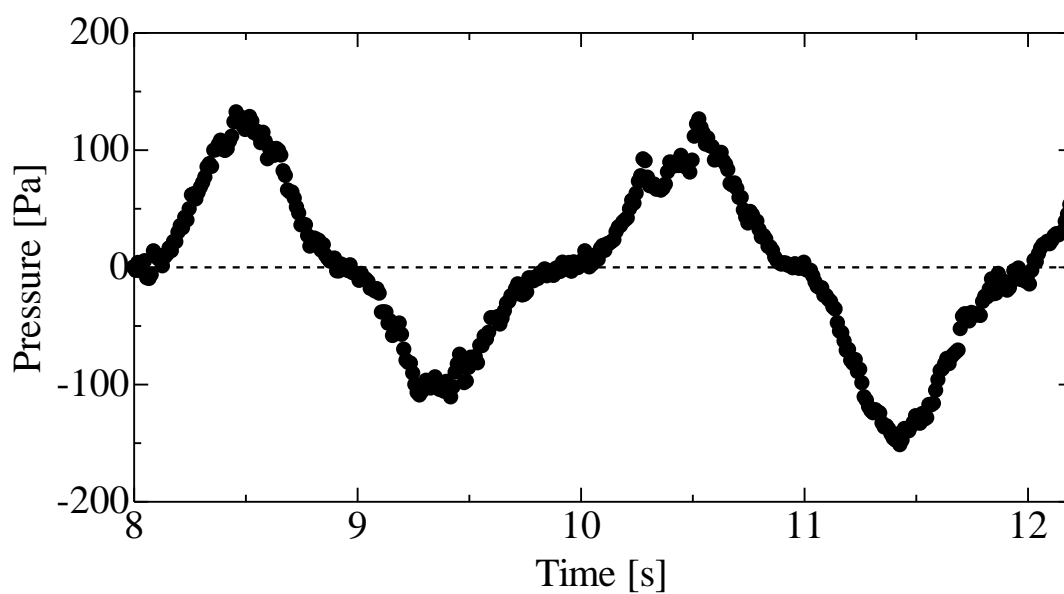


Fig. 4-2-21 Time histories of air pressure in the air chamber ( $T=2.00$  s,  $H=0.05$  m).

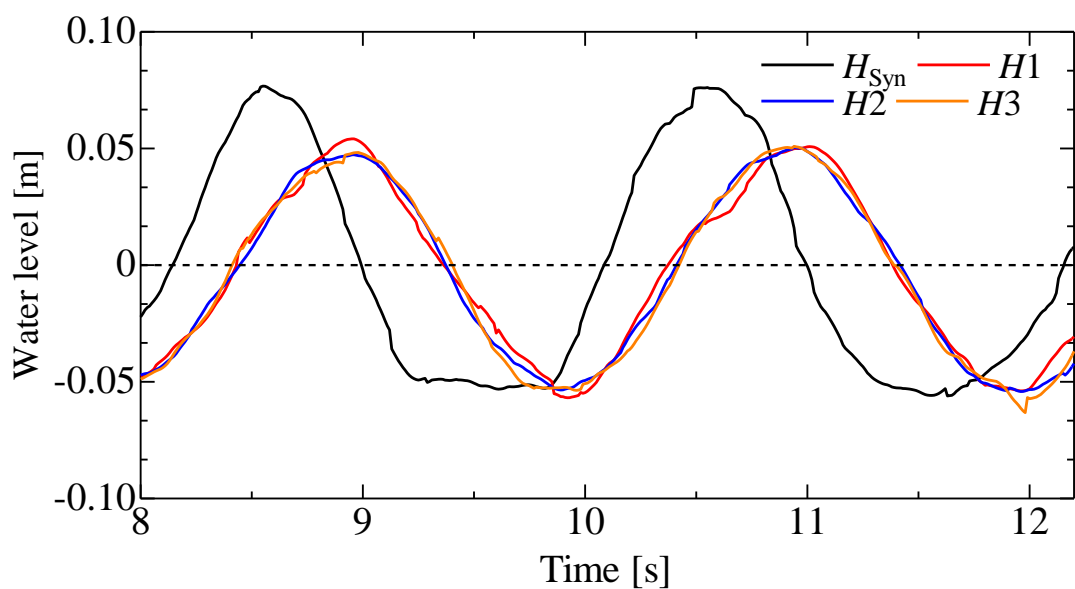


Fig. 4-2-22 Time histories of water level around the air chamber ( $T=2.00$  s,  $H=0.10$ ).

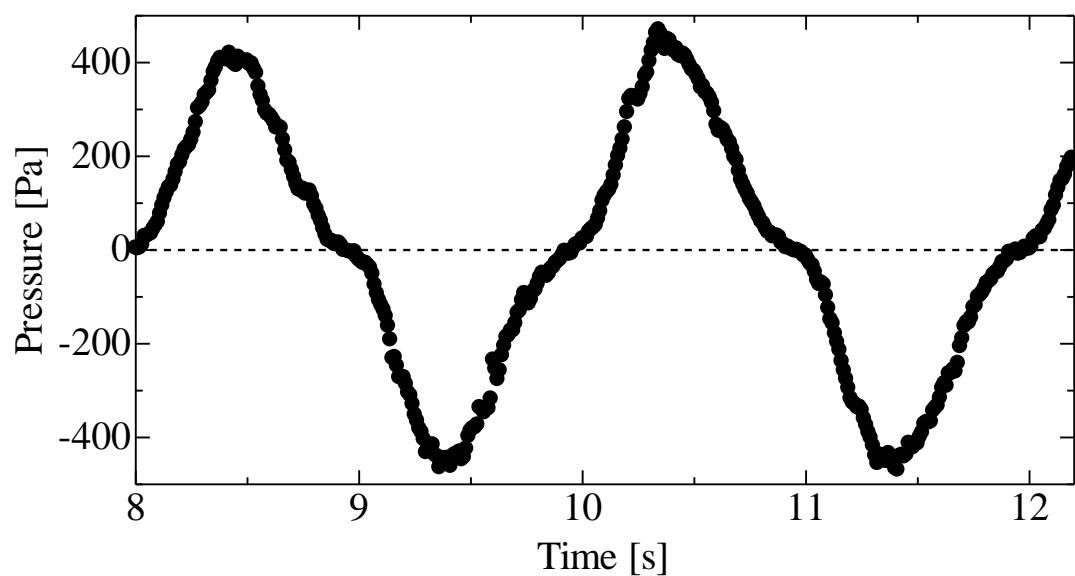


Fig. 4-2-23 Time histories of air pressure in the air chamber ( $T=2.00$  s,  $H=0.10$  m).



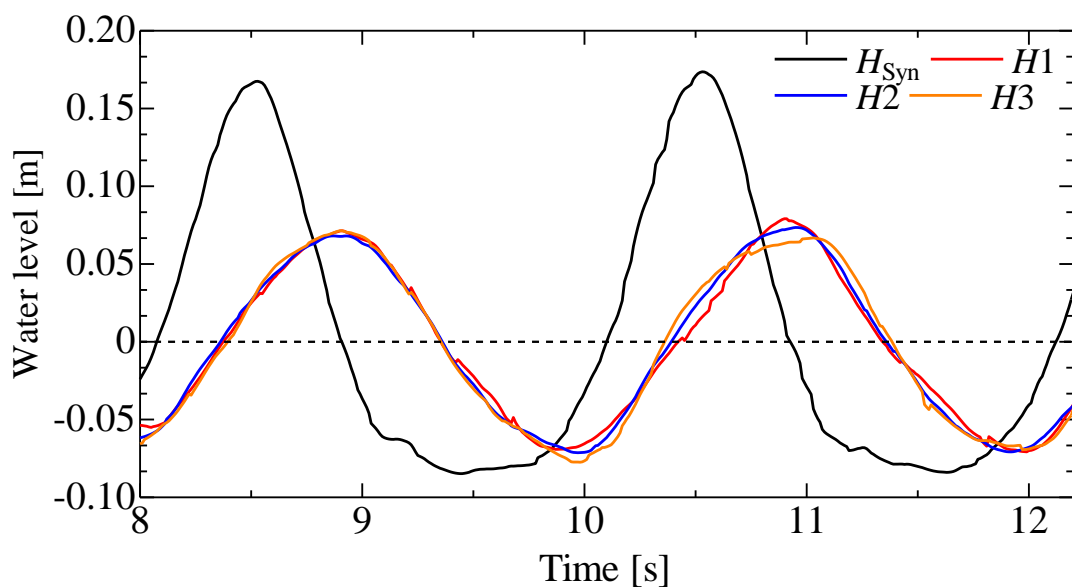


Fig. 4-2-24 Time histories of water level around the air chamber ( $T=1.50$  s,  $H=0.15$  m).

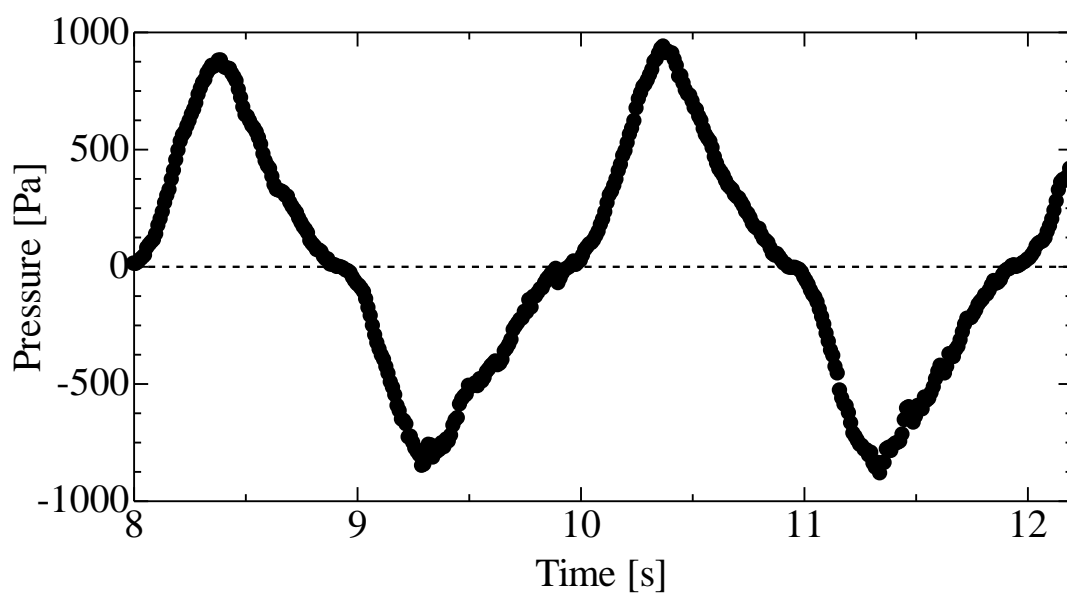


Fig. 4-2-25 Time histories of air pressure in the air chamber ( $T=2.00$  s,  $H=0.15$  m).

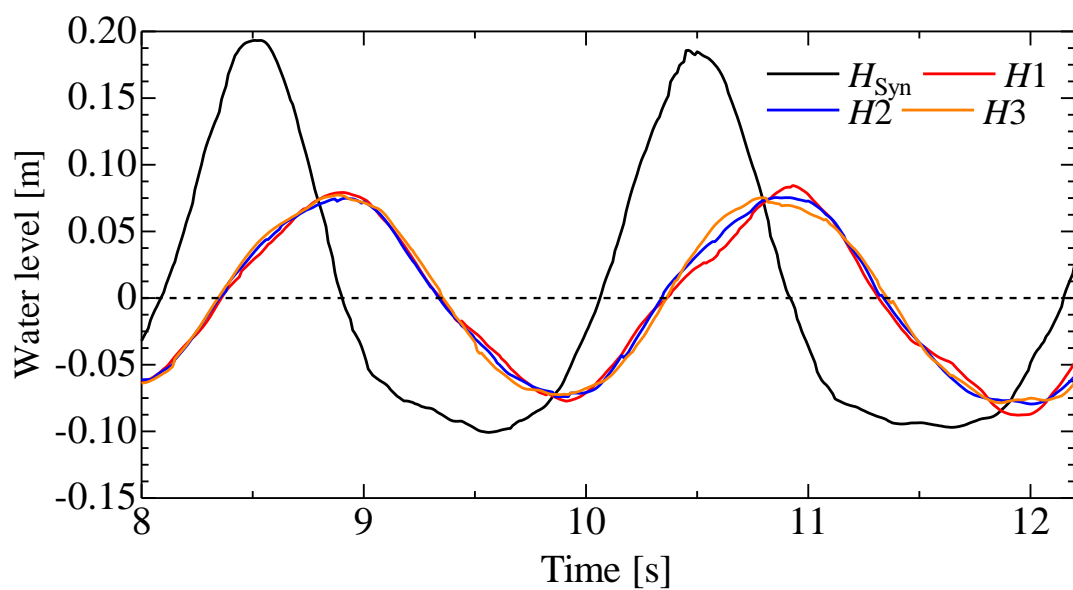


Fig. 4-2-26 Time histories of water level around the air chamber ( $T=1.50$  s,  $H=0.20$  m).

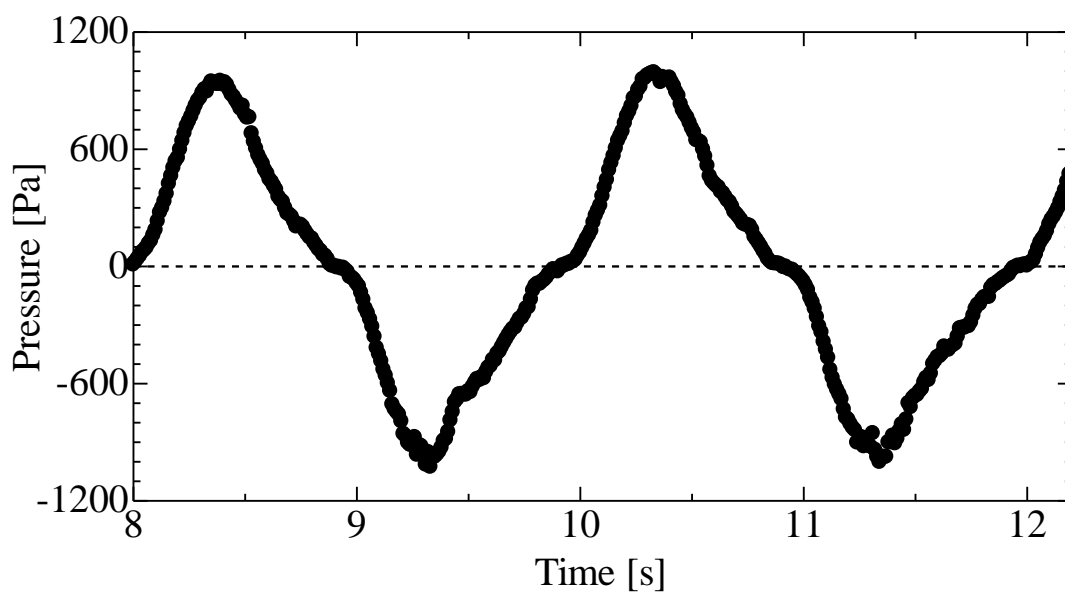


Fig. 4-2-27 Time histories of air pressure in the air chamber ( $T=2.00$  s,  $H=0.20$  m).

## (2) 実験結果との比較

本研究における Ex-TF-MPS-HGD-SII による計算結果と小島らの実験結果および小島らが示した近似理論解を比較した結果を以下に示す。比較対象は空気室内の無次元水位変動、正負両方向の無次元変動圧力ならびに一次変換効率であり、それぞれ Fig. 4-2-28、Fig. 4-2-29、Fig. 4-2-30 ならびに Fig. 4-2-31 に示す。Fig. 4-2-28 および Fig. 4-2-29、Fig. 4-2-30 より、無次元水位および無次元圧力に関して波高変化に対する変化傾向や応答値が計算結果と実験結果との間で概ね一致していることがわかる。一般的に、空気室へ高いエネルギーを持つ入射波が入射する時、空気室内では空気室内空気の圧縮率が高まる場合には空気室内空気圧力が高まるため空気室内自由表面へ上昇を妨げる相互作用が働くため、結果的に空気室内水位変動は小さくなる。つまり水位変動と圧力変動の応答の大きさは反比例になる傾向がある。その傾向自体は計算結果でも実験結果を再現できていることがわかる。一方で、各種応答値においては計算結果と実験結果との間で誤差も存在している。俯瞰的な傾向としては Fig. 4-2-28 では無次元水位は実験結果の方が Ex-TF-MPS-HGD-SII による計算結果よりも大きく、逆に Fig. 4-2-29 より無次元圧力は計算結果の方が実験結果よりも大きくなる傾向にある事がわかる。一方で、小島らの示した解析解は実験結果と比較して Ex-TF-MPS-HGD-SII による計算結果と逆方向の誤差があることがわかる。小島らの近似理論では入射波周期が短い場合にエネルギー保存が確保されず、誤差が大きくなることが指摘されているが、無次元水位変動ならびに無次元圧力変動において、Ex-TF-MPS-HGD-SII では短い周期において実験結果と概ね良好に一致していることがわかる。ただし、小島らの近似理論は本手法と比較して高速で周波数領域の計算結果を出力できる利点があり、Ex-TF-MPS-HGD-SII が得意とする時間領域計算と併用することでより OWC 型波力発電装置の設計開発を効率的に推進することができると考えられる。Fig. 4-2-31 に示す一次変換効率の比較結果より、Ex-TF-MPS-HGD-SII による計算結果は入射波波高が低い場合には実験結果との誤差が大きくなる傾向にあるもののその他の場合には良好に実験結果を再現できていると考えられる。本研究で示す計算結果の場合、空気室内圧力が空気室内自由表面変動に対する感度が再現実験よりも高くなっていると考えられる。本研究では鉛直 2 次元シミュレーションであることから空気室上部のノズルにおける圧力損失に関して 3 次元影響に伴う誤差が内包されていると考えられる。鉛直 2 次元計算における OWC 型波力発電装置モデルのノズル部は物理的にはノズルまたはオリフィスよりもスリットに近い性質を持っていると考えられる。そのため、ノズル境界条件に与える圧力損失係数に対して 3 次元影響を考慮した値を導入することで計算結果と実験結果との誤差を縮小できると考えられる。また、本計算では空間解像度の都合上、空気室のカーテンウォール厚さが実験値の 2 倍となっている。カーテンウォール近傍では入射波の空気室内への流入出に伴う渦放出が現れる。この渦放出の影響はカーテンウォールの厚みが大きくなるほど顕著になることが田中ら<sup>9)</sup>のカーテンウォール近傍の積算渦度に関する計算結果より示されていることから、本研究における数値シミュレーションでは再現実験と比較してカーテンウォール部における流入水塊のエネルギー損失が大きくなっていると考えられる。カーテンウォールの厚みを厳密に再現するためには空間解像度をより上げる必要があるが、MPS 法では一

一般的に OWC 型波力発電装置モデル近傍に限って空間解像度を上げることは困難であり、計算領域全体の空間解像度を一様に向上させる必要がある。空間解像度の向上は粒子数の増加による圧力の Poisson 方程式の収束性の低下につながり、またクーラン条件を担保するために時間刻みを小さくする必要があることから計算コストが爆発的に増加することになる。このことから本章における計算結果は計算コストを考慮すると再現実験を十分な精度で再現できていると言える。

なお、本計算手法は、既存の近似理論計算と比較して飛躍的に再現精度を向上させたものではないが、これまで近似理論計算では比較的苦手な短い周期や入射波や流れに非線形性が強い現象に対しては計算精度の向上と本手法の有効性を十分に示すことができたといえる。近似理論計算では粒子法が苦手とするような幅広い周波数領域にわたる定量的な計算を得意としていることから、振動水柱型波力発電装置の設計開発に携わる技術者は、各計算手法の適用範囲を十分に理解し、複数の手法を適切に補完し合うことで効率的に設計開発を推進することができると考えられる。そのため今後は、現存する多くの手法の特徴および適用範囲を統一的に評価することが必要となると考えられ、標準的な水槽実験の実施によるベンチマーク作成が求められると考えられる。

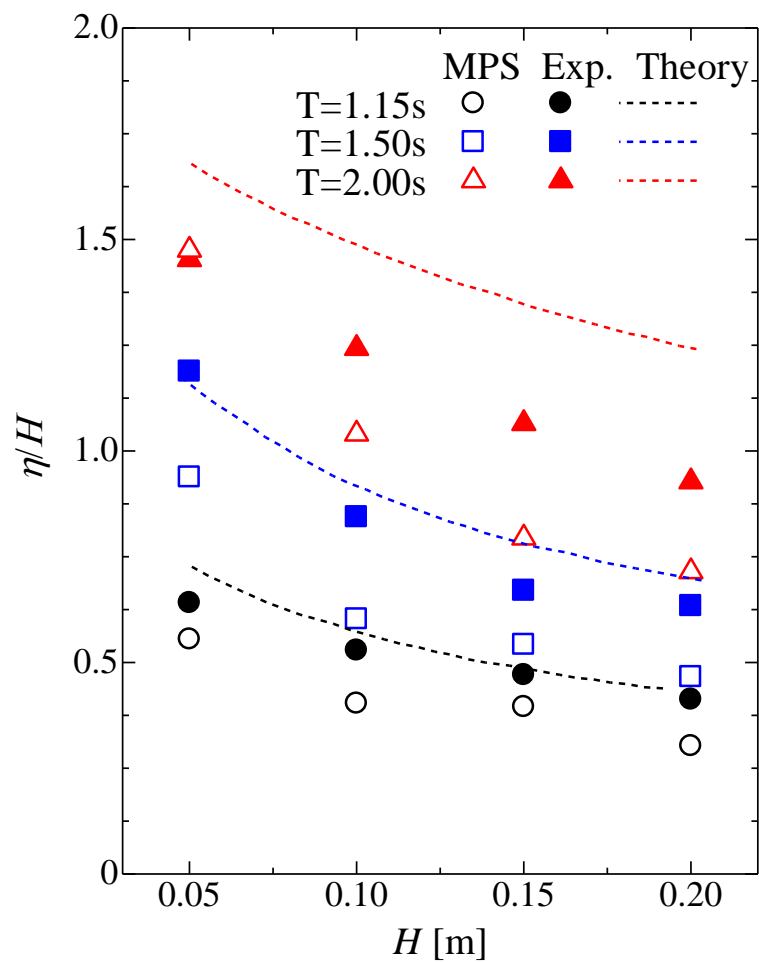


Fig. 4-2-28 Non-dimensional water level in the chamber.

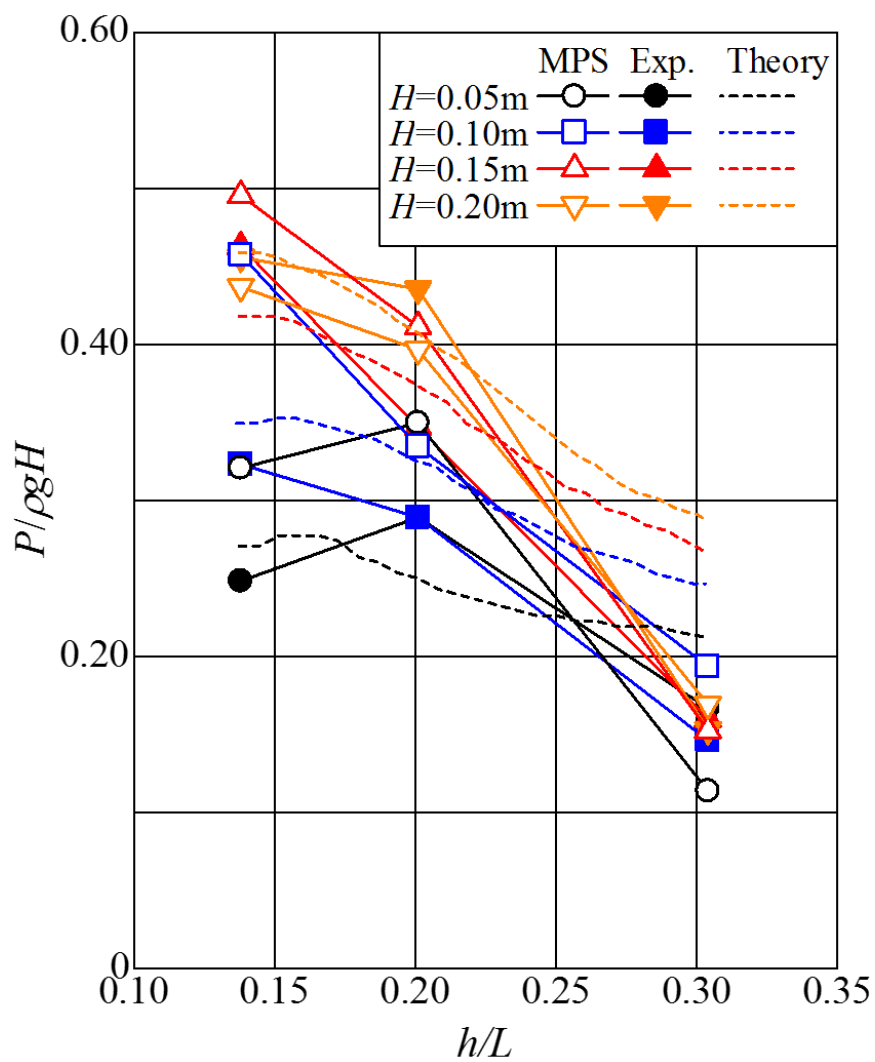


Fig. 4-2-29 Non-dimensional positive direction pressure in the chamber.

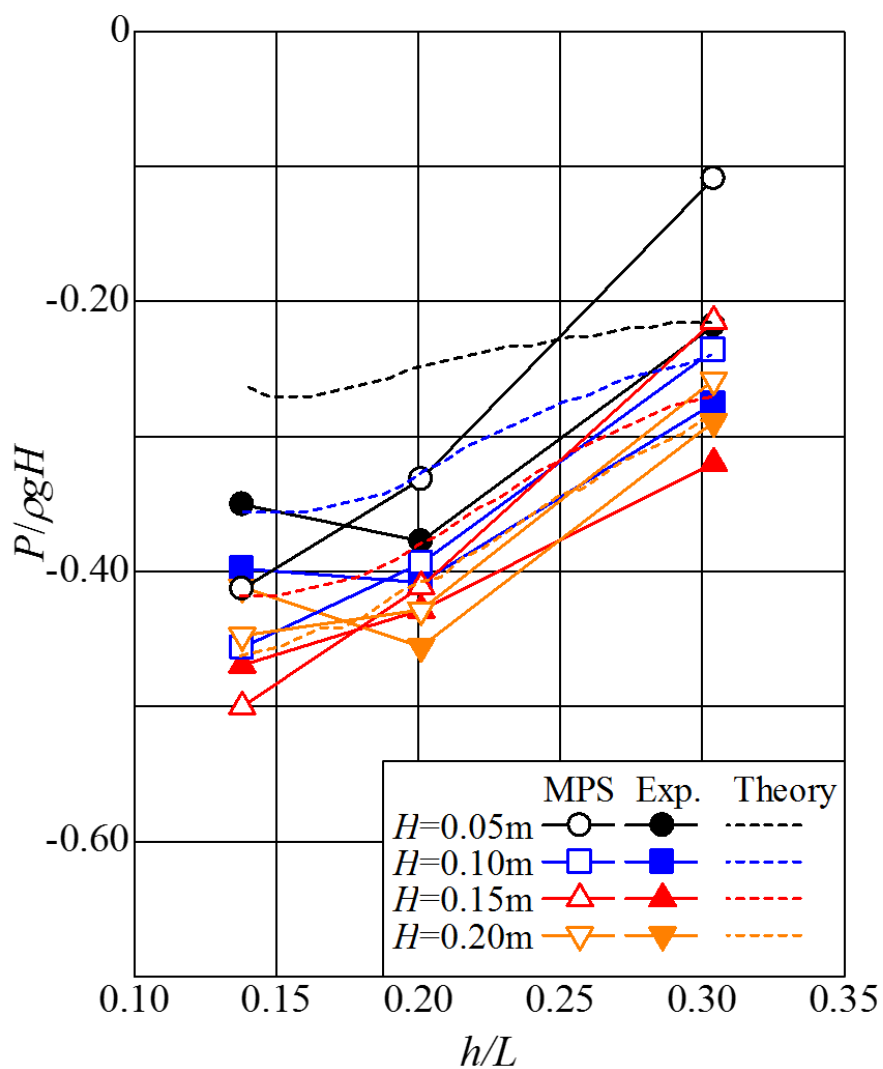


Fig. 4-2-30 Non-dimensional negative direction pressure in the chamber.

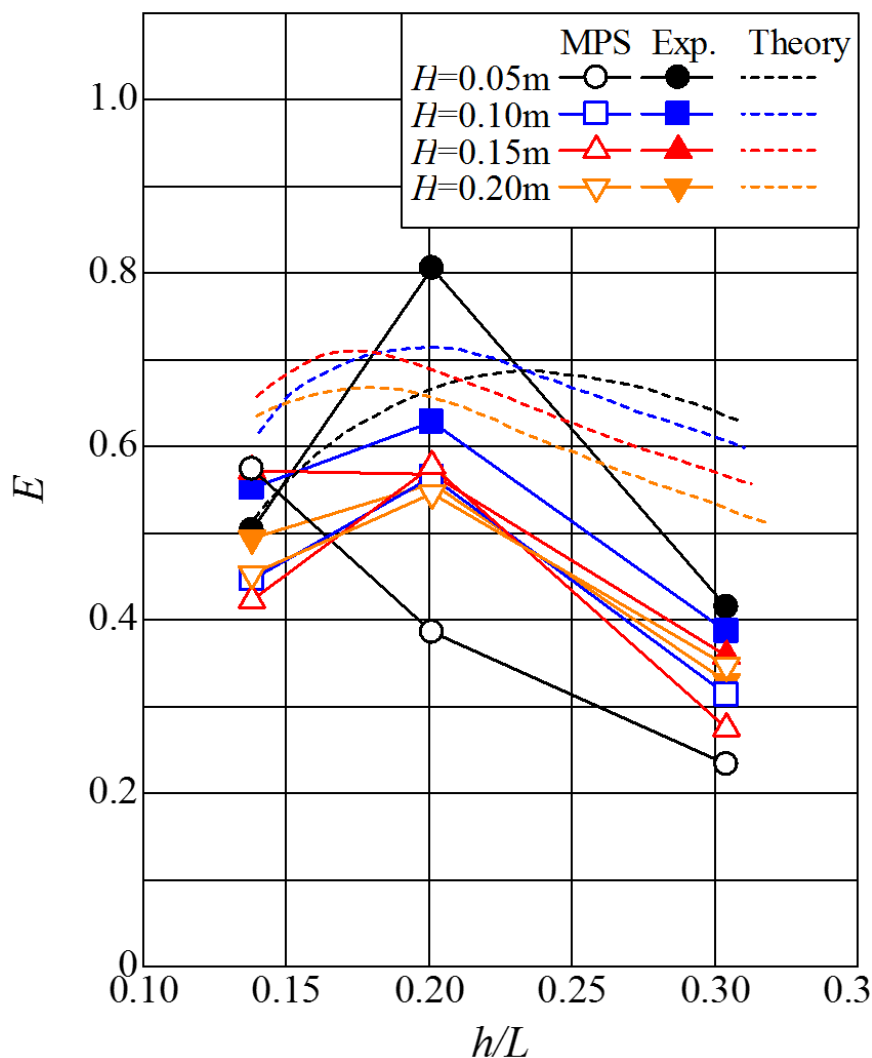


Fig. 4-2-31 Primary conversion efficiency.

### 4.3 結語

本章では、本研究で開発した Ex-TF-MPS-HGD-SII を用いて固定式振動水柱型波力発電装置の波浪中性能解析シミュレーションを実施し以下のような知見を得た。

- (1) 数値計算結果より、空気室内応答に関する水位変動および圧力変動時系列より、各応答間の位相差は物理的に齟齬が認められないことから、本計算は物理的に妥当性をもって現象を再現できていると言える。
- (2) 空気室内の無次元水位、無次元圧力ならびに一次変換効率に関して Ex-TF-MPS-



HGD-SII による数値計算結果と既存の実験結果および近似理論計算結果との比較により、カーテンウォール厚さの違いによる渦放出およびノズル部における三次元影響による誤差が認められるものの大局的には本手法による計算結果は実験結果を概ね再現することができたといえる。

以上の結果から、本研究で開発した Ex-TF-MPS-HGD-SII は固定式振動水柱型波力発電装置の波浪中性能解析シミュレーションに対する適用性を示したといえる。計算コストを増加させずに空間解像度を向上させるためには格子法で一般的に用いられている可変解像度を導入する必要がある。また、Ex-TF-MPS-HGD-SII による計算結果だけでなく多くの理論解析手法および数値解析手法の適用範囲を統一的に評価するためにベンチマーク実験の実施が求められていくと考えられる。

## 参考文献

- (1) 小島朗史, 合田良実, 鈴木諭司: 波力発電ケーソンの空気出力効率の解析—波エネルギーに関する研究 第1報—, 港湾技術研究報告, Vol. 22, No. 3, pp.115-122, 2004.
  - (2) 川口隆: 波面検出及び速度制御を用いた無反射造波方式, 三井造船技報, Vol. 128, pp.20-24, 1986.
  - (3) 田中翔一, 野戸秀晶, 武若聡: 水柱振動波力発電の効率化に関する基礎的検討, 土木学会論文集 B3(海洋開発), Vol. 69, No. 2, pp.I\_126-I\_131, 2013.
-

## 第5章：結 論

本研究では、海洋再生可能エネルギーを利用した発電装置の一形式である振動水柱型波力発電装置の波浪中性能解析に対して粒子法の一つである MPS 法を適用させたものである。MPS 法の特徴であるメッシュフリー性や強非線形現象再現に対するロバスト性は OWC 型波力発電装置の設計開発や安全性推定に貢献するものであるが、これまで MPS 法を当該問題へ適用させた例はなかった。そこで本研究では既存研究で用いられていた気液二相流 MPS 法に対して OWC 型波力発電装置の性能解析を実施するために必要となる改良を施し、その適用性を検討した。以下に、本研究で得られた主要な成果について要約し、本論文の結論とする。

第1章では、本研究の研究背景および研究目的を示し、本論文の全体像を示した。

第2章では、MPS 法の離散化手法および気液二相流を取り扱うための技法を説明したうえで計算精度向上のためのアルゴリズムを導入した高精度気液二相流 MPS 法を開発した。静的問題としての静気圧解析および動的問題としての水柱崩壊解析より、計算精度が向上されたことが確認された。

第3章2節では岸壁設置型 OWC 型波力発電装置の一発大波中応答解析を実施した。本手法は空気室を持つ構造体への一発大波の入射という非線形性の強い現象を安定して計算することができた。また、構造体外部における気相粒子の配置の有無が構造体前面に作用する波力解析に及ぼす影響を検討した結果、計算コストを削減する点を鑑みると気相粒子は削減可能であることが示された。

第3章3節では前節で空気粒子を削減した際に生じる空気室近傍での空気流挙動解析の計算精度低下を解決するために、高精度気液二相流 MPS 法に対してノズル境界条件の導入し、気相粒子のディリクレ境界条件の変更および負圧の考慮を行うための拡張を施した。

第3章4節では、拡張型高精度気液二相流 MPS 法の妥当性を検討するためにバックステップ流れ、空気室単体、およびベンチュリ管に関する数値実験を実施した。各種検証計算は既存の実験結果および数値計算と比較して良好な一致を示しており、本手法の物理現象再現にかかる妥当性が示された。

第4章では、拡張型高精度気液二相流 MPS 法を用いて固定式 OWC 型波力発電装置の規則波中性能解析シミュレーションを実施した。計算結果と実験結果を比較した結果、三次元影響や計算解像度に起因する誤差が認められるものの、空気室内自由表面水位の抽出精度は計算コストを鑑みると十分にあり、比較結果についても応答値の傾向は定性的に一致しており、定量的にも一定の一致を示した。

以上のように、本研究を通じて開発した MPS 法は振動水柱型波力発電装置の波浪中応答解析への適用性が十分にあることが明らかにされたが、今後も継続して改良を行っていく必要がある。例えば、計算コストを抑えつつ構造体近傍での空間解像度を向上させるための可変解像度アルゴリズムの導入や、カーテンウォール近傍での渦放出をより詳細に評

価するための乱流モデルの導入が考えられる。また、MPS法では計算領域を正方格子状に並べた粒子で表現するため滑らかな曲面を持った境界の再現が困難である。今後、より空気室や構造体の設計パラメータの自由度を高めるために計算領域のより柔軟な生成手法が必要になると考えられる。

## 謝辞

本論文を完成させるにあたり、多くの方の助言、支えがあったことを以下に記し深謝の意を表す。

東京海洋大学大学院海洋工学系海事システム工学部門教授 南清和先生には本研究の遂行にあたり、貴重なご助言と懇切なご指導を賜りました。研究室配属前の学部2年次よりここまで延べ8年に渡り大変お世話になりました。学内外において研究発表や授業の手伝い等の機会を多く用意して頂き、その過程で多くの方と巡り合う機会も与えて頂きました。その全ては私自身の中で貴重な経験となっております。ここに深謝の意を表します。

東京海洋大学大学院海洋工学系海事システム工学部門准教授 増田光弘先生には本研究の全行程において適切な助言および丁寧なご指導を賜りました。大学院生のあるべき姿を指し示してくださり、研究活動のみならず学会発表、学会運営補助、イベント活動および後輩指導等々、本当に多岐にわたる知見をご教授頂きました。ここに深く感謝の意を表します。

東京海洋大学大学院海洋工学系海事システム工学部門教授 井関俊夫先生には、ご多忙の中本論文の審査をしていただきました。ここに謹んで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 増田光一先生には本研究の遂行にあたり、貴重なご助言をいただきました。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教授 居駒知樹先生には本研究の遂行、特に本手法による計算結果の妥当性の検討方法に関して、貴重なご助言をいただきました。ここに感謝の意を表します。

広島商船高等専門学校助教 岸拓真先生には本研究の遂行、特にMPS法の計算精度並びにモデル化手法に関して貴重なご助言をいただきました。ここに感謝の意を表します。

港湾空港技術研究所研究官 相田康洋様には本研究の遂行、特にMPS法の改良および計算原理に関して貴重なご助言をいただきました。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博士後期課程 村田一城様には本研究の遂行、特にMPS法の妥当性の検討方法ならびに計算原理に関して貴重なご助言をいただきました。また貴学での実験時には多々便宜を図ってくださりました。ここに感謝の意を表します。

最後に、9年間にわたり大学生活を支えてくださった両親に衷心より謝意を評します。