

ハイドレート被膜を有するメタン気泡の水中運動モデルに関する研究

竹ノ内, 剛
九州大学大学院総合理工学府総合理工学専攻機械・システム理工学メジャー

<https://hdl.handle.net/2324/7358384>

出版情報：九州大学, 2024, 修士, 修士
バージョン：
権利関係：



令和 6 年 度

修 士 論 文

ハイドレート被膜を有するメタン気泡の
水中運動モデルに関する研究

九州大学大学院総合理工学府

総合理工学専攻

機械・システム理工学メジャー

エネルギー熱物理科学研究室

竹ノ内 剛

指導教員 渡邊 裕章 教授

提出年月日 令和 7 年 2 月 3 日

目次

第 1 章	緒言	1
1.1	研究背景	1
1.1.1	日本のエネルギー問題と現状	1
1.1.2	メタンハイドレートについて	2
1.1.3	メタンハイドレート粒子について	5
1.1.4	メタンハイドレートの生産技術	7
1.2	本研究の目的	8
第 2 章	方法	9
2.1	MH 粒子の水中上昇運動の観測	9
2.1.1	実験方法	9
2.1.2	画像解析方法	12
2.2	MH 粒子の膜上運動の観測	13
2.3	数値シミュレーション	15
2.3.1	支配方程式	15
2.3.2	解析領域および解析条件	19
第 3 章	結果および考察	22
3.1	MH 粒子の水中上昇運動	22
3.1.1	計測結果	22
3.1.2	数値シミュレーション	24
3.2	MH 粒子の膜上運動	31
3.2.1	計測結果	31
3.2.2	数値シミュレーション	33
第 4 章	結言	42
	参考文献・謝辞	43

第 1 章 緒言

1.1 研究背景

1.1.1 日本のエネルギー問題と現状

現在、日本の主要なエネルギー問題としてエネルギー自給率の低さが挙げられる。2021 年度における日本のエネルギー自給率はわずか 13.3%⁽¹⁾であり、他の OECD 諸国と比較しても 38 か国中 37 位⁽¹⁾という低い水準である。日本では東日本大震災後に原子力発電所の稼働が停止したことでエネルギー自給率が大幅に下がった。近年、原子力発電所の再稼働や再生可能エネルギーの拡大により徐々に上がってきてはいるが、依然として震災前の水準には届いていない。日本の一次エネルギー供給構成としては原子力発電所の稼働率が依然として低いことで化石燃料への依存度がより高まり、2021 年度における化石燃料依存度は 83.2%⁽¹⁾であった。そもそも日本は国産のエネルギー資源が乏しいことから、国内のエネルギー需要のほとんどを海外から輸入する石油、石炭、天然ガスなどの化石燃料に大きく依存している。しかし、エネルギー資源の海外への依存度の高さは国際情勢に影響されやすく、輸入先および輸送経路内の国や地域の情勢によってエネルギーの確保が難しくなる可能性がある。加えて、供給の不安定化によりエネルギー価格が大きく変動するリスクもある。そのため、日本国内で国産のエネルギー資源を保有することがエネルギーの安定供給およびエネルギー価格の安定性において必要となる。

また、エネルギー分野における環境問題への対策も世界的な課題であり、気候変動の原因とされている温室効果ガスの排出削減が必要である。カーボンニュートラルや脱炭素社会に向けた取り組みにおいて再生可能エネルギーの導入強化に注目が集まってはいるが、エネルギー変換効率や経済性を考慮したときにエネルギー供給における主力化は難しく、化石燃料であるエネルギー資源が求められる。現在、日本でも一部の地域で石油や天然ガスが生産されているが、その生産量は国内消費量に対してごく少量である。

そこで、日本で注目されているエネルギー資源のひとつがメタンハイドレート（以下 MH とする）である。天然ガス資源の一部である MH は日本の周辺にも存在が確認されており、生産を商業化できれば日本のエネルギー供給に多大な影響を与える可能性がある。しかし、現時点においてはまだ商業的には生産されておらず、MH をエネルギー資源として利用するための技術開発が進められている段階である。

1.1.2 メタンハイドレートについて

MH とは低温高圧の環境下において、かご状の水分子の内部に天然ガスの主成分であるメタン分子が閉じ込められた構造の水和物である。低温高圧の状態でのみ安定的に存在するため、自然界においては永久凍土地帯および水深数百 m 以深の海洋中に存在し、常温常圧の環境では水とメタンに分離する。海水中における MH の生成およびメタンガスと水への分離の環境条件として圧力・温度の関係における相平衡曲線を Fig. 1 に示す。また、Fig. 1 の相平衡曲線と海水中の温度変化を重ねたグラフの一例を Fig. 2 に示す。Fig. 2 において、相平衡曲線と温度変化のグラフが重なる点の水深をそれぞれ上限と下限とした領域が MH の理論的な安定存在領域となる。

日本周辺の深海底において存在が確認されている MH は、その存在形態により砂層型および表層型の 2 種類に分類される (Fig. 3)。砂層型は水深 1000 m 程度の海底面下数百 m の砂質層内に砂と混じり合った状態で存在し、主に太平洋側に多く存在している。対して表層型 (Fig. 4) は水深 500 m 以深の海底面およびそこから比較的浅い深度の泥層内に塊状で存在し、主に日本海側に多く存在している。

MH の主成分はメタンガスであるため、用途としては天然ガスの代替としての利用が考えられる。固体として存在する MH は圧力を下げるか温度を上げるとメタンガスと水に分解され、採取時にはメタンガスとして回収する。回収したメタンガスは天然ガスと同様に主に都市ガスや発電の燃料としての利用が検討されている。当然、MH の分解によるメタンガスも天然ガスと同様に化石燃料であるため、燃焼時の環境影響が懸念される。しかし、天然ガスは燃焼時の環境負荷が石油や石炭といった他の化石燃料と比較すると小さいという利点がある。地球温暖化の原因である二酸化炭素および光化学スモッグなどの大気汚染の原因とされる窒素酸化物の排出量が少なく、酸性雨の原因となる硫黄酸化物は全く排出されない。そのため、石炭や石油の代替として天然ガスを利用できる分野においては現在より環境への影響を低減できると考えられる。また、カーボンニュートラルの推進により化石燃料の使用自体が敬遠されているが、燃焼時に排出される二酸化炭素を地下に貯留して利用する技術 (CCS: Carbon dioxide Capture and Storage・CCUS: Carbon dioxide Capture, Utilization and Storage) を組み合わせることでカーボンニュートラルの実現が可能であり、安定供給の観点から MH は今後とも必要なエネルギー資源であるといえる。また、メタンガスは水素を製造する際の原料としても利用されている。水素は燃焼時に二酸化炭素を排出しないことから、カーボンニュートラルの実現において欠かせない燃料で

ある。メタンガスから水素を製造する際に排出される二酸化炭素に関しても、前述の CCS・CCUS を組み合わせることでカーボンニュートラルの実現が可能となる。

現在、存在が確認されている MH に関して、砂層型は東部南海トラフにメタンガス換算で約 1.1 兆 m^3 の賦存が確認されており、これは日本の天然ガス消費量約 10 年分に相当する。表層型に関しては、新潟県上越沖の 1 箇所で日本の天然ガス消費量約 2 日分に相当する約 6 億 m^3 の賦存が確認されており、日本海の 10 海域で表層型 MH の存在可能性がある地質構造が 1742 か所も確認されている⁽⁵⁾。これらの賦存量を踏まえると、MH は日本のエネルギーの安定供給を支えるエネルギー資源になり得ると考えられる。

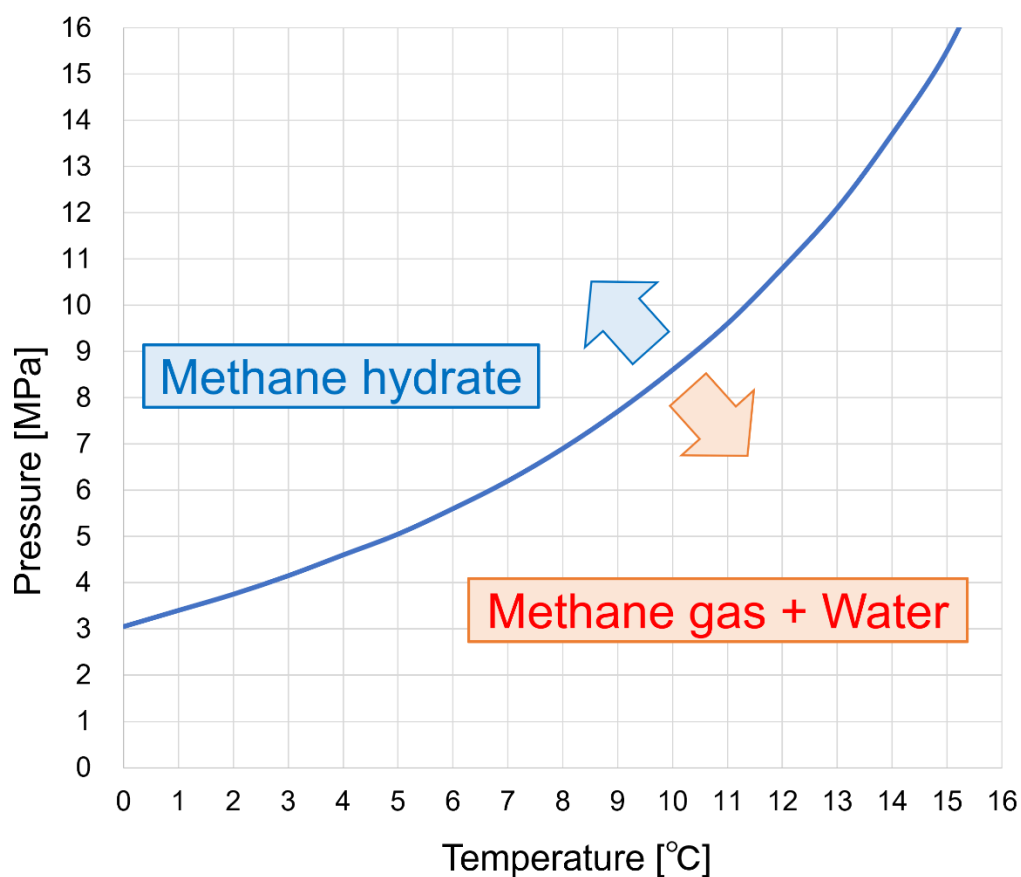


Fig. 1 Phase equilibrium curve between MH and methane gas + water ⁽²⁾

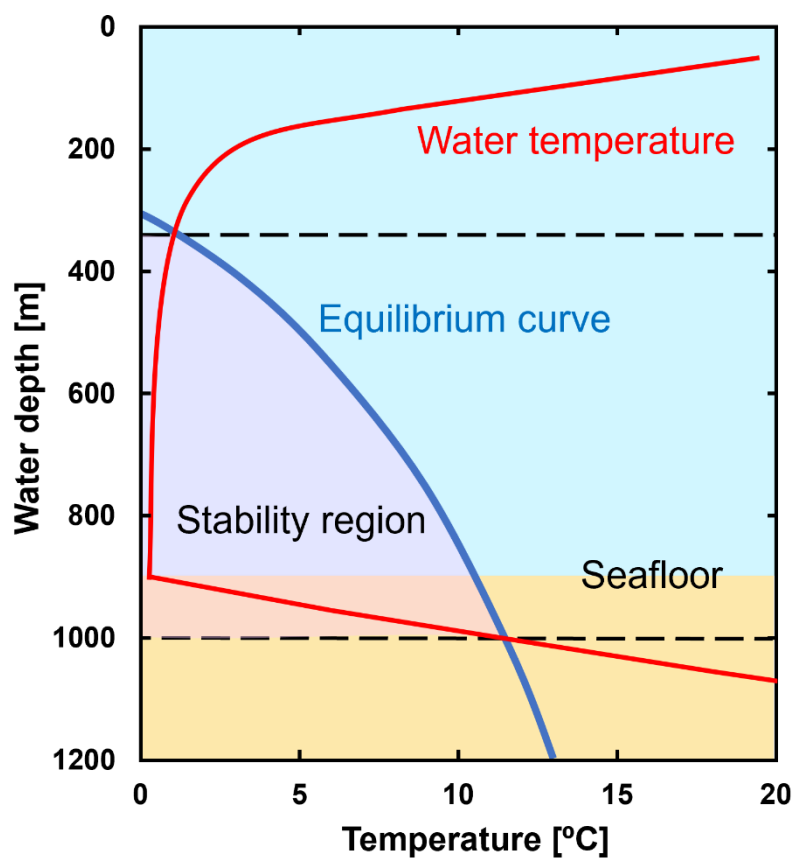


Fig. 2 Stability region of MH in the sea

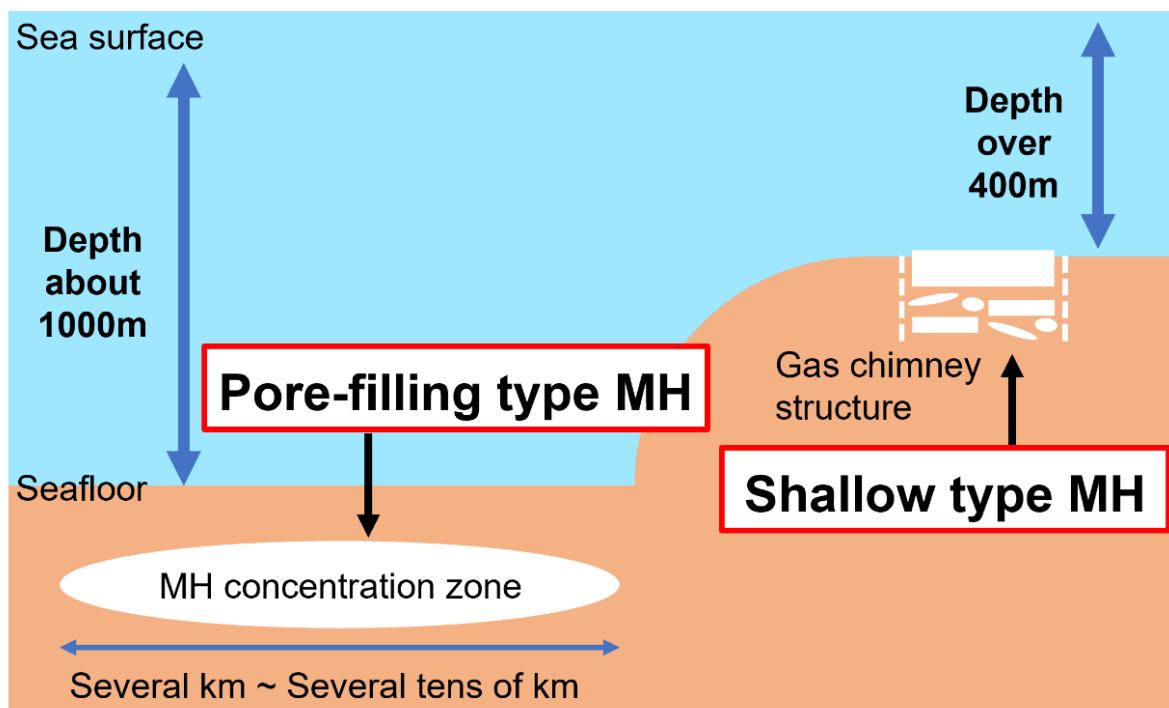


Fig. 3 Existence forms of MH ⁽³⁾



Fig. 4 Shallow type MH ⁽⁴⁾

1.1.3 メタンハイドレート粒子について

MH の存在形態のうち表層型 MH が存在している海域においては、海底面より湧出するメタンガス（メタンシープ）による柱状のガス上昇流であるメタンプルームも同時に確認されている。塊状で存在している表層型 MH に加えて、メタンプルームの気泡ひとつひとつもハイドレートとなる。海底面から湧出したメタン気泡は海水との界面がハイドレート化し、厚さ約 90 μm の薄いハイドレート被膜⁽⁶⁾を形成する (Fig. 5)。そのため大部分が気体の泡であるが表面は固体という粒子になる。本研究において、このハイドレート被膜を有しているメタン気泡を MH 粒子 (Fig. 6) と呼ぶ。

MH 粒子も MH と同様に高温低圧の安定領域でのみハイドレートの被膜が形成されるため、MH 粒子が海水中を上昇して安定領域の上限深度に達したところで被膜部分が分解し、内部のメタンガスは海水中に溶解する。通常、深海底からのメタンプルームは海水中への溶解や微生物活動による消費から大気のメタン濃度に寄与しないとされているが、ハイドレートの被膜に覆われた状態で表層の海域まで輸送されることで大気のメタン濃度に寄与することが示唆されている⁽⁷⁾。

このようなメタンガスによる環境影響や MH 粒子が MH の生産量に寄与することを踏まえると、MH 粒子も表層型 MH と同様に回収することが必要であると考えられる。

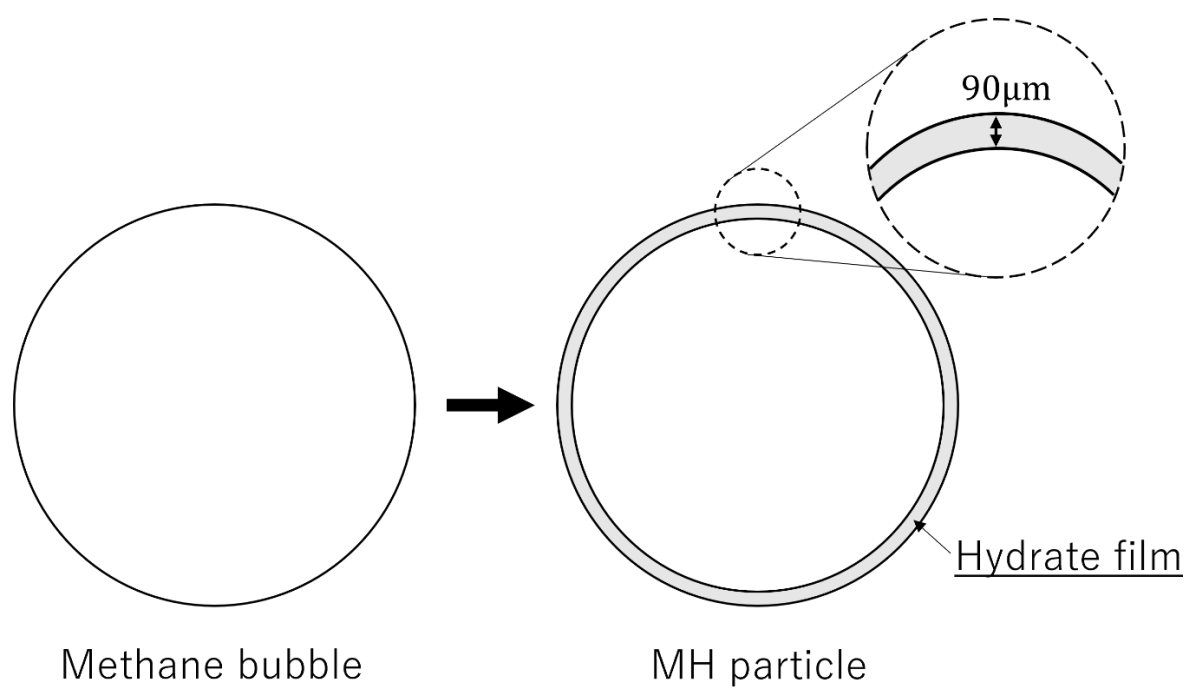


Fig. 5 Difference between methane bubble and MH particle

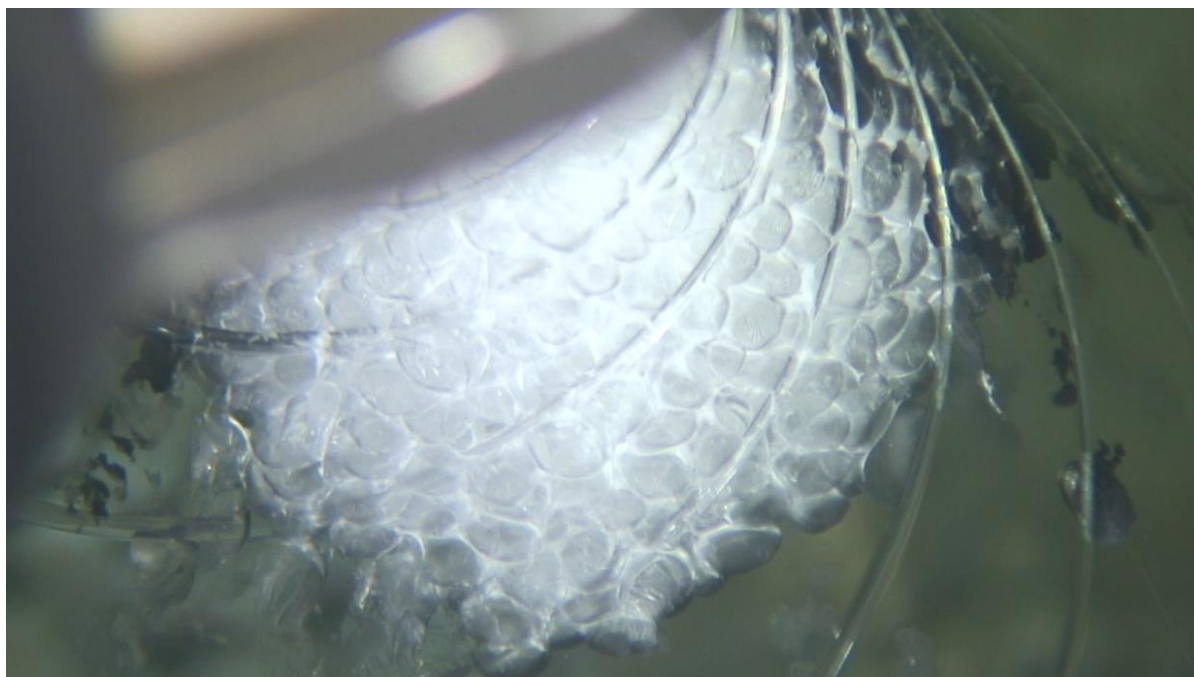


Fig. 6 MH particles accumulating in the funnel

1.1.4 メタンハイドレートの生産技術

経済産業省は2013年頃よりMHの資源量の把握や回収方法の調査、環境への影響などの本格的な研究開発を始めた。現在は経済産業省資源エネルギー庁より委託された国立研究開発法人産業技術総合研究所（産総研）が実施している「表層型メタンハイドレートの研究開発事業」において、表層型MHの回収・生産技術の研究開発が行われている。

現在、産総研が実施している表層型MHの回収・生産に向けた技術開発においてドーム状膜構造物の利活用が検討されている（Fig. 7）。塊状で存在する表層型MHは大口径ドリルを用いて採掘を行う。その際、ドーム状膜構造物で周囲を覆うことにより回収時の取りこぼしが少なくなることや、採掘により生じる泥や砂などの拡散を低減させて海洋の汚濁防止が可能になるという利点がある。また、表層型MHの付近で海底面より湧出しているMH粒子も同時に回収することが可能となる。

膜構造物を用いたMH粒子の捕集では海水中を上昇しているMH粒子が膜材表面に衝突後、膜材表面上を伝ってドームの頂点部分へと集積される。その後、膜構造物に接続されているライザー管を通して水上まで輸送される。MH粒子が膜材表面に衝突する際、条件によっては膜材に対して付着および堆積することが考えられる。効率的に回収するためにはこの付着や堆積を防ぐことが重要である。そのため、膜構造物の設計や膜材の選定をするにあたりMH粒子の膜構造物内における挙動を理解しなければならない。

MH粒子の挙動に関しては、既往研究において実験装置内で発生させたMH粒子の流体力学的な特徴および粒子径と形状や上昇速度等との関係が明らかにされており⁽⁶⁾、実環境における実測データをもとに考察が行われている⁽⁸⁾。また、ハイドレート被膜の有無によりMH粒子とメタン気泡の挙動に相違があることが明らかにされている⁽⁹⁾。しかしながら、MH粒子に関しての実測データは少なく、その運動特性を決定づけるには未解明な点が多く残っている。そのため、膜構造物の設計に必要なデータを取得するには実際の環境や低温高圧環境を再現した実験装置内で多くの実験を行う必要がある。しかしながら、表層型MHおよびMH粒子が存在する環境は深海底であり、何度も実環境にて実験を行うには時間的にも経済的にも負担が大きくなる。そこで、MH粒子の挙動を再現可能な運動モデルを確立することができれば、数値シミュレーションを用いることで膜構造物の設計に必要なデータを取得することが可能になる。

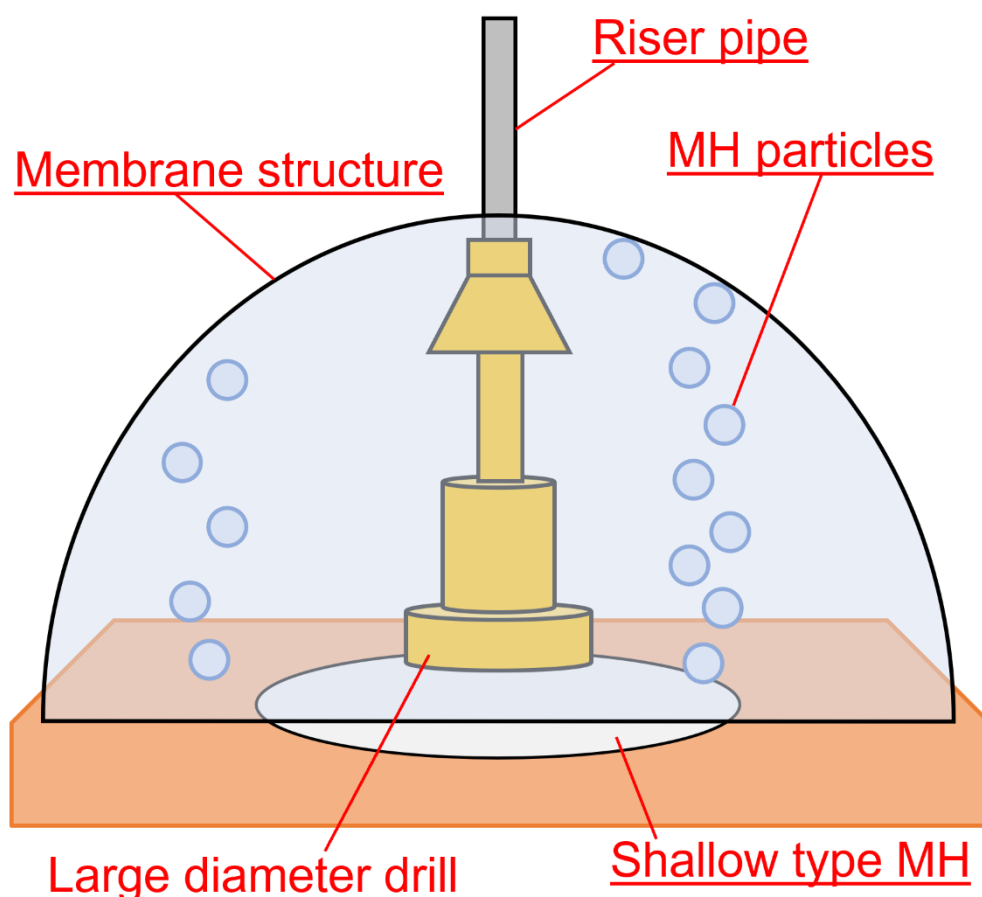


Fig. 7 Use of membrane structure to collect MH and MH particles

1.2 本研究の目的

本研究の目的は、MH 粒子の膜構造物内における挙動を観測および解析することでデータを取得し、その運動特性を解明すること、並びに取得したデータをもとに数値シミュレーションにおいて実際の MH 粒子の挙動を再現可能な運動モデルを提案することである。

具体的な MH 粒子の挙動に関しては、水中での上昇運動と膜材表面上での付着や堆積、滑動といった運動の大きく 2 つに分けて観測を行う。また、それぞれの運動において影響を及ぼす物性値や環境条件を特定し、数値解析を繰り返すことで粒子の運動を再現するモデルを構築する。

第2章 方法

2.1 MH 粒子の水中上昇運動の観測

2.1.1 実験方法

表層型 MH およびメタンプルームの存在が確認されている日本海上越沖の海鷹海脚（水深 900～1050 m の海底の高まり）（Fig. 8）にて MH 粒子の水中上昇運動の観測実験を行った。観測地点は水深約 900 m かつ海水温 0～1 °C の深海底であり、MH の安定存在領域内に該当する。したがって、メタンプルームにおけるメタン気泡はハイドレート被膜を有する MH 粒子となる。本実験では海底面より湧出した MH 粒子が海水中を上昇する様子を観測し、撮影した映像を解析することで MH 粒子の運動データを取得した。

観測は調査船より遠隔操縦水中ロボット（ROV: Remotely Operated Vehicle）（Fig. 9）を海底へと降ろし、ROV に搭載されているハイビジョンカメラを用いて行った。海中では ROV をスラスターで静止させ、海底面から約 0.5 m の高さで MH 粒子を撮影した。撮影された映像はリアルタイムに調査船内のモニタに表示され、映像をもとに実験装置の操作および観測を行った。また、同時に映像を録画して画像解析にも用いた。実験の概要図を Fig. 10 に、撮影画面を Fig. 11 に示す。撮影をする際、ROV のマニピュレータにキャリブレーション用のスケールを貼付した黒い金属板を持たせ、海水中を上昇している MH 粒子の背景として映るように固定した。また、ROV に搭載されている LED ライトにより MH 粒子に光が反射するようにライティングを調節した。この撮影方法により背景色に対して MH 粒子のコントラストを生じさせ、観測および解析を行いやすくした。撮影した映像の解像度は 1280×720 px であり、撮影速度は 25 fps である。また、本実験は産総研の海洋実験として 2022 年 8 月 1 日に行われた調査航海において、ROV のダイブ 12 として実施されたものである。

実験環境の物性値に関しては、ROV に搭載されている塩分・水温・水深計（CTD: Conductivity Temperature Depth Profiler）を用いて海水中の圧力、水温、塩分濃度、密度等の計測を行った。計測した値を Table 1 に示す。

Table 1 Physical properties of seawater

Depth [m]	Pressure [MPa]	Temperature [°C]	Salinity [%]	Density [kg/m ³]
901	9.117	0.4	3.4	1027.3



Fig. 8 The location of Umitaka spur ⁽¹⁰⁾

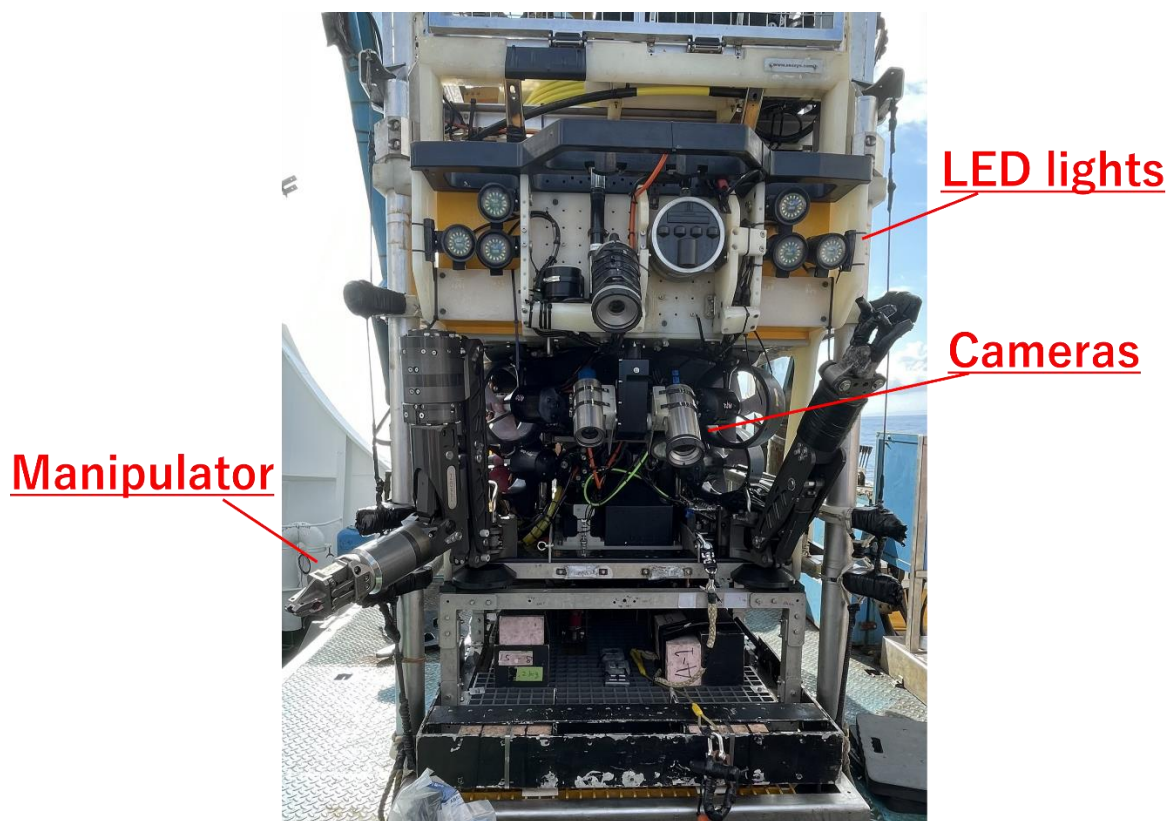


Fig. 9 ROV stored in the TMS (Tether Management System)

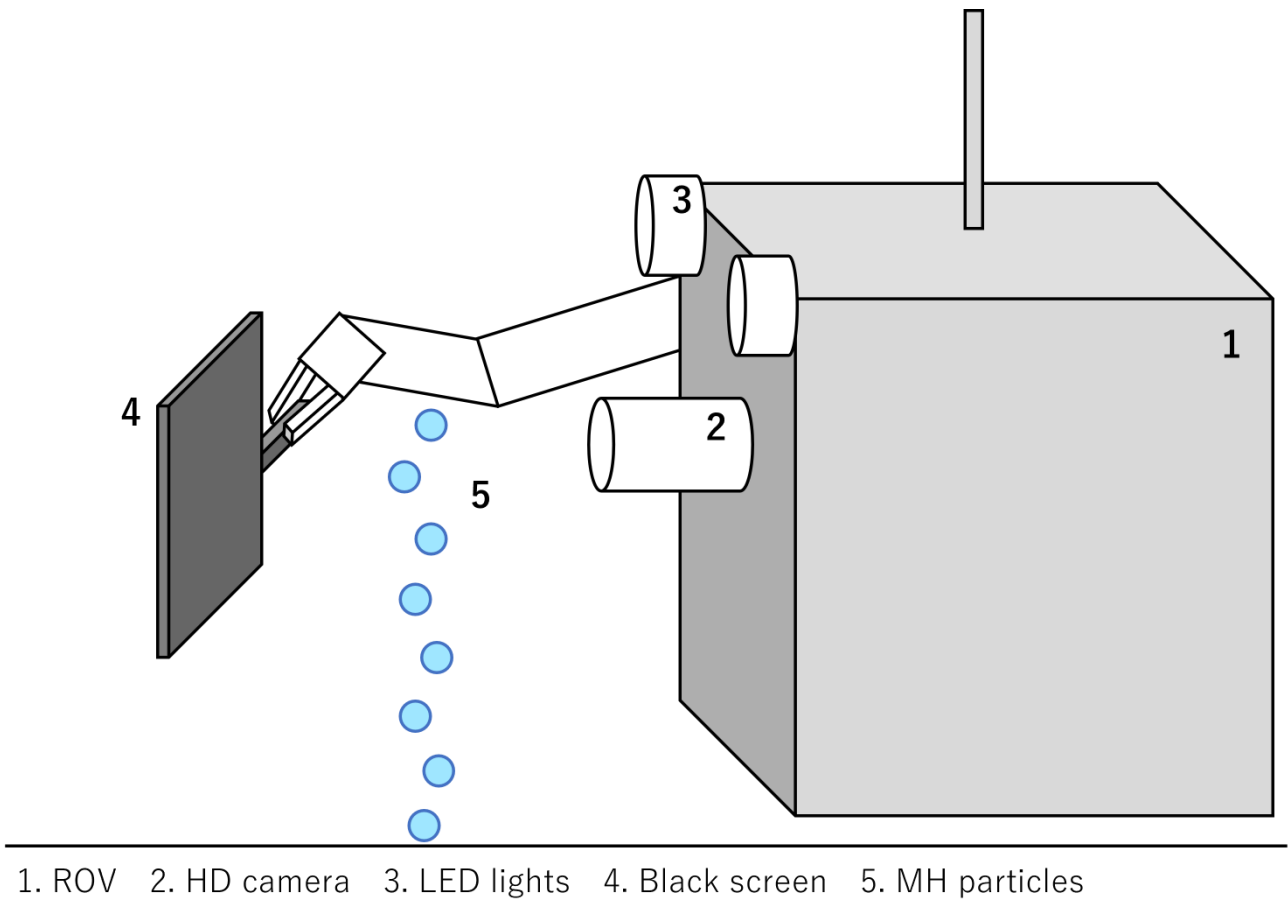


Fig. 10 Experimental apparatus for measuring the rising motion of MH particles

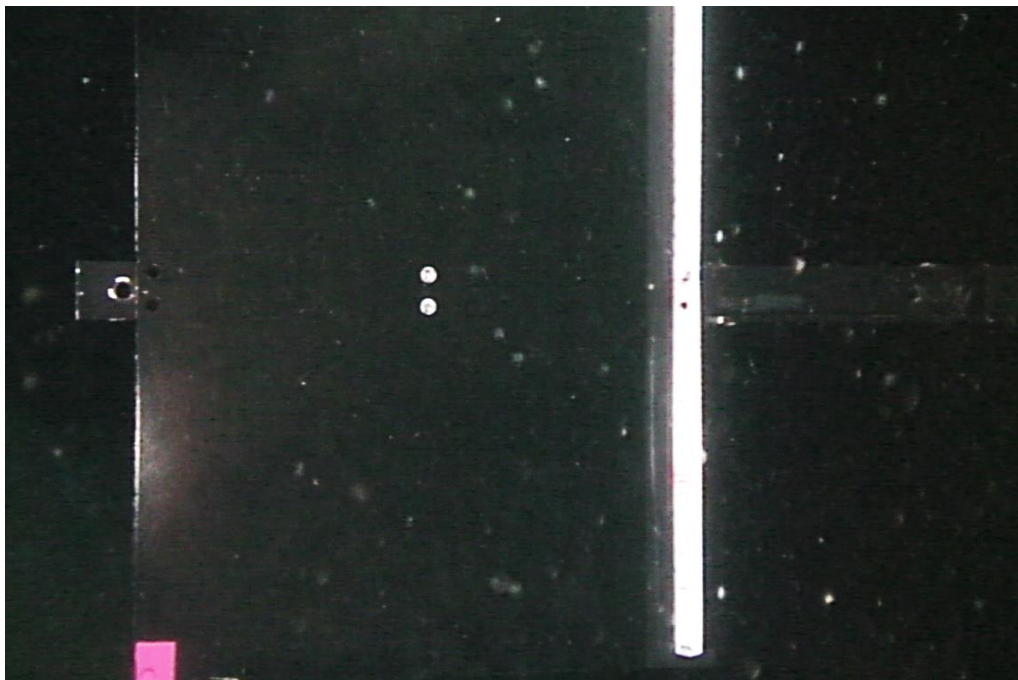


Fig. 11 Recording MH particles rising in seawater

2.1.2 画像解析方法

撮影した映像は二次元動画計測ソフトウェア「Move-tr/2D（株式会社ライブラリー）」を用いて解析を行った。このソフトウェアでは、一定の時間間隔で連続的に取り込まれた画像から追跡したい対象物を自動認識で指定し、その面積重心を計測しながら自動追跡を行うことができる。そこで、実験にて撮影したカラーの連続画像を白黒画像に変換し、画像上の MH 粒子を自動追跡することで、その二次元座標・距離・速度・最大径等の数値データを時系列で取得した。解析ソフトウェアにおいて MH 粒子を追跡している様子を Fig. 12 に示す。解析範囲はソフトウェア上で指定ができ、実際距離で約 300 mm×100 mm の範囲内で粒子の追跡を行った。座標系に関しては解析画面に対して水平方向を x 軸、鉛直方向を y 軸と定義し、MH 粒子の y 軸方向速度を MH 粒子の上昇速度と定義した。約 60 秒間の映像、連続画像に換算すると 1500 枚の画像を解析し、合計 195 個の MH 粒子に対して計測を行った。

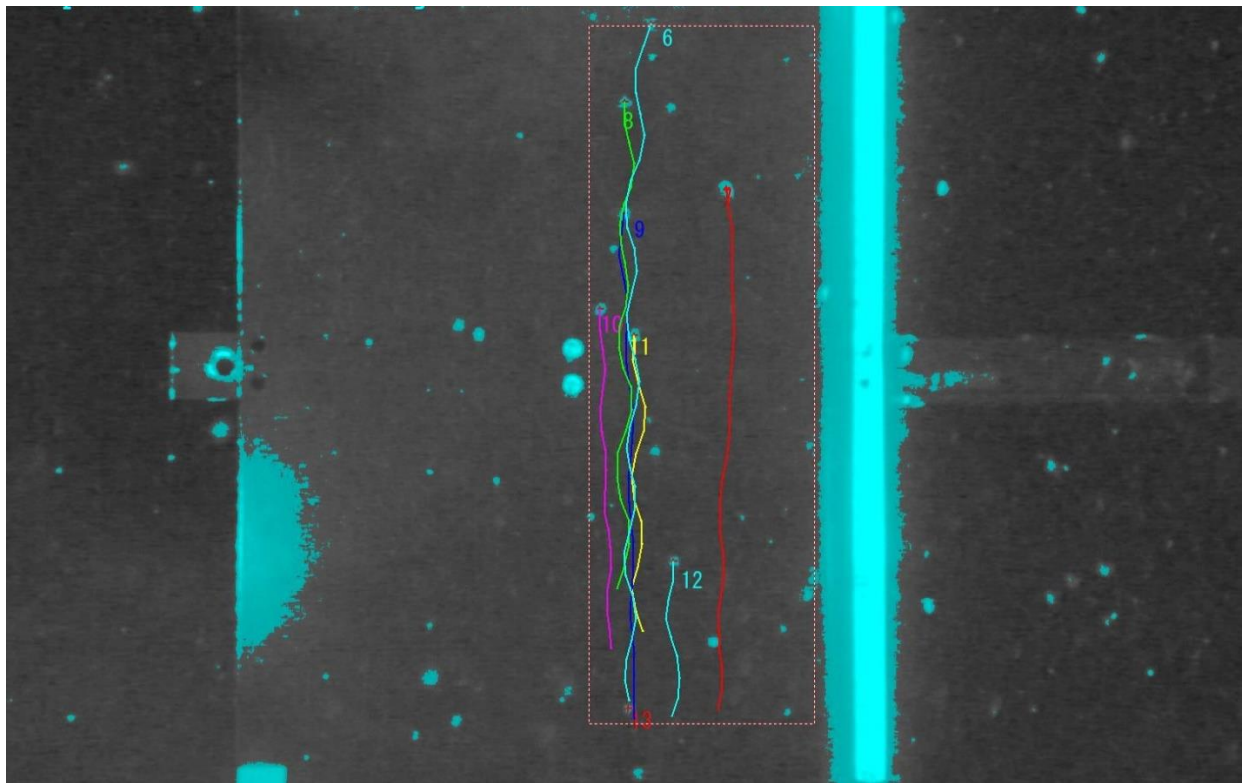


Fig. 12 Analyzing the motion of MH particles

2.2 MH 粒子の膜上運動の観測

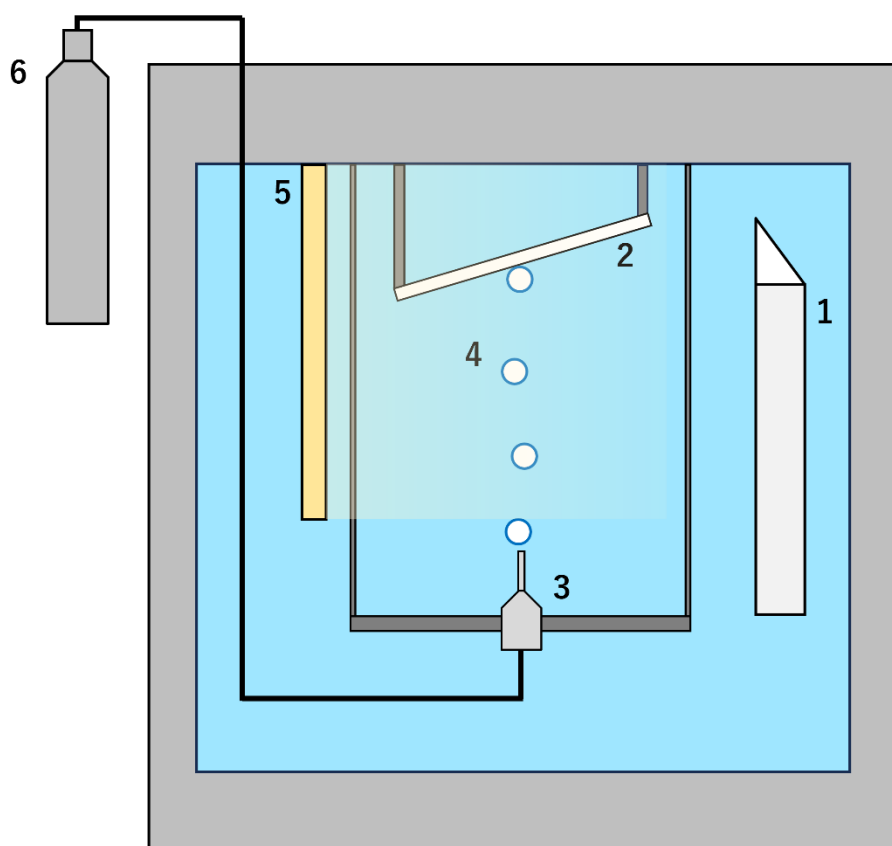
MH および MH 粒子の回収で用いる膜構造物において使用が検討されている膜材には複数種類の候補があり、繊維の素材や表面のコーティングおよび様々な加工によってその特性が異なる。海水中を上昇している MH 粒子が膜材表面に衝突する際の挙動は、各膜材の有する特性の違いによって異なることが推測できる。実際に、膜材の種類や設置された角度によっては Fig. 13 に示すように MH 粒子が膜材表面に付着・堆積する挙動が確認されている。そこで、室内の実験装置を用いて MH 粒子の膜上運動の観測実験を行った。実験では膜材の種類および角度に対する MH 粒子の膜上流動性の違いを計測した。

本実験は産総研の表層型 MH の研究開発事業において共同研究を行っている東京海洋大学の近藤研究室により実施されたものであり、数値シミュレーションにおける再現対象として本研究で用いるために実験データの提供をしていただいた。実験は表層型 MH の安定存在領域である実環境を再現した室内の実験装置を用いて行った。実験装置の概要を Fig. 14 に示す。実験装置は水で満たされており、ノズルよりメタンガスを投入してメタンの気泡を発生させた。投入されたメタン気泡は低温高压の環境により MH 粒子となり、上昇した MH 粒子が角度を与えた膜材の表面に衝突した後の膜上挙動をカメラにて撮影する。その後、撮影した映像をもとに投入粒子数に対して膜上を流動した粒子数をカウントし、その割合を粒子の膜上流動性として膜材の評価を行った。

実験条件は水圧 6 MPa、水温 1~2.5 °C であり、MH の安定存在領域と同条件である。実験装置内の水は溶存する物質の影響を排除するために純水が用いられた。対象の膜材は膜材 A~H の 8 種類であり、水平を 0 度、垂直を 90 度として 5 度、10 度、15 度、20 度、25 度、30 度の合計 6 種類の角度に対して計測を行った。撮影した映像の画面を Fig. 15 に示す。この画面内を横切るように膜材上を完全に滑り上がる粒子を流動する粒子として定義している。



Fig. 13 MH particles accumulated on the membrane surface



1. Camera 2. Membrane 3. Nozzle 4. MH particles 5. Light 6. Methane bombe

Fig. 14 Experimental apparatus for measuring MH particle motion on the membrane

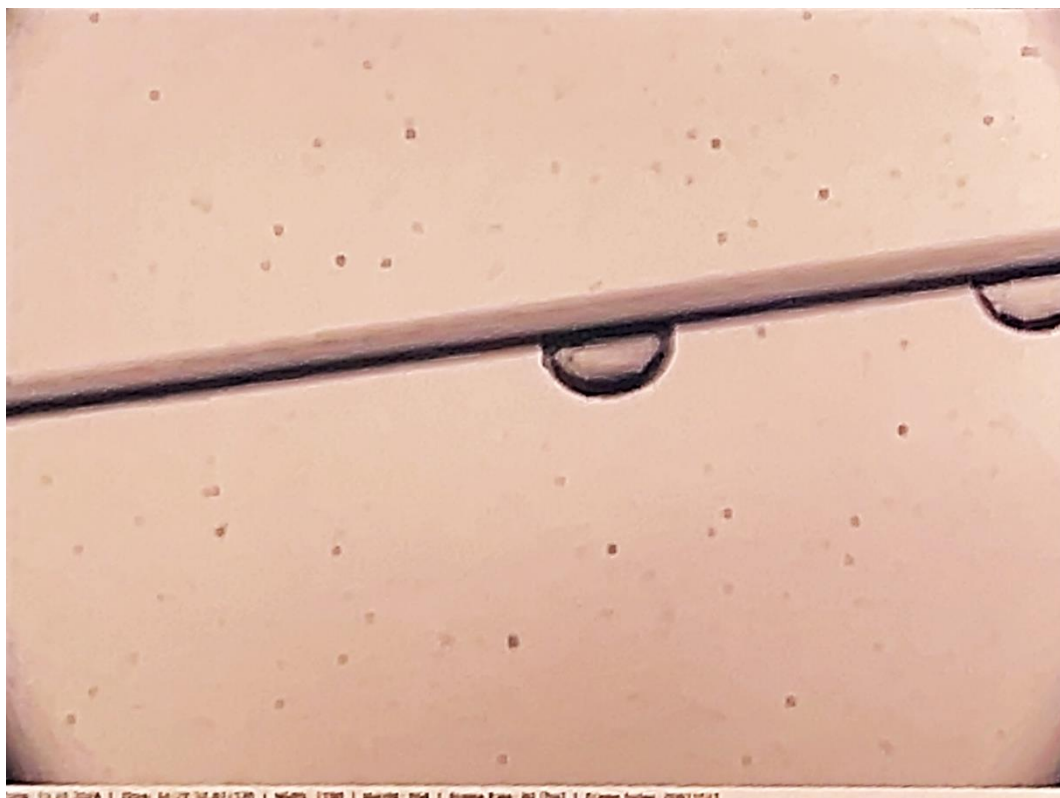


Fig. 15 Recording MH particles on the membrane

2.3 数値解析

数値シミュレーションにおいて MH 粒子の挙動を再現した運動モデルを構築するため、実験で取得した MH 粒子の上昇運動および膜上運動のデータをもとに解析を行った。解析には本研究室で開発が進められている熱流体解析ソルバー「FFR-Comb (NuFD/ FrontFlow Red extended by Kyushu University, CRIEPI and NuFD)」を用い、固液二相流のシミュレーションとして計算を行った。

2.3.1 支配方程式

流体運動の解析には乱流モデルにラージエディシミュレーション (LES: Large Eddy Simulation) を用いた。流体は海水を想定しているため非圧縮性流体とし、LES におけるサブグリッドスケール応力モデルには標準スマゴリンスキーモデルを用いた。支配方程式として、質量保存方程式および運動量保存方程式に空間的なフィルターをかけ、渦粘性近似したものをそれぞれ式(1)、式(2)として以下に示す。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ (\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right\} + F_i \quad (2)$$

ここで、 u_i ($i = 1, 2, 3$)は速度の x_i 方向成分、 ρ は密度、 t は時間、 p は圧力、 μ は粘性係数、 μ_t は渦粘性係数、 F_i は重力、浮力などの外力である。運動量保存方程式の移流項の離散化スキームには2次精度中心差分法と1次精度風上差分法を8:2の混合比で用いた。また、時間積分にはEuler陰解法を用いた。

粒子運動の解析には離散要素法 (DEM: Discrete Element Method) を用いた。DEMは粒子の支配方程式として並進運動・回転運動の運動方程式を用い、粒子の移動、粒子と壁面との衝突、粒子どうしの衝突を計算する方法である。本解析においては回転運動を考慮せず、並進運動のみを用いて計算を行う。以下に並進運動の運動方程式を示す。

$$m \frac{du_p}{dt} = \mathbf{F}_C + \mathbf{F}_D + m\mathbf{g} \quad (4)$$

ここで、 m は質量、 u_p は速度、 t は時間、 $\mathbf{F}_C$ は接触力、 $\mathbf{F}_D$ は流体力、 $\mathbf{g}$ は重力加速度である。DEMでは、粒子が壁や粒子と接触すると接触力が働く。接触力は式(5)に示すように法線方向と接線方向に分けられる。

$$\mathbf{F}_C = \mathbf{F}_{Cnij} + \mathbf{F}_{Ctij} \quad (5)$$

$\mathbf{F}_{Cnij}$ は法線方向の接触力、 $\mathbf{F}_{Ctij}$ は接線方向の接触力であり、法線方向成分は斥力、接線方向成分は摩擦力として働く。DEMにおいて粒子どうしが衝突する際、粒子の変形は考慮せず、オーバーラップを許容する。そのため、粒子 i と粒子 j がオーバーラップする際の接触力を Fig. 16 に示すようなばね・ダッシュポット系によってモデル化する。接触力の法線方向成分に関してはばねとダッシュポットを並列に配置したフォークトモデルを考慮し、接線方向成分に関してはフォークトモデルとスライダーを直列に配列したモデルを用

いる。式(6)、式(7)にはばねの弾性反発力とダッシュポットの粘性減衰力の和で表される各方向の接触力を示す。

$$\mathbf{F}_{cni j} = -K_n \boldsymbol{\delta}_{ni j} - D_n \mathbf{v}_{ni j} \quad (6)$$

$$\mathbf{F}_{cti j} = -K_t \boldsymbol{\delta}_{ti j} - D_t \mathbf{v}_{ti j} \quad (7)$$

ここで、 $\boldsymbol{\delta}$ は粒子*i*と粒子*j*が接触した際のオーバーラップであり、Fig. 17 にその定義を示す。また、 K はばねの弾性反発係数、 D は粘性減衰係数であり、以下の式により計算される。

$$K_n = \frac{\sqrt{2r_p} E}{3(1 - \sigma^2)} \delta_n^{1/2} \quad (8)$$

$$K_t = \frac{2\sqrt{2r_p} G}{2 - \sigma} \delta_t^{1/2} \quad (9)$$

$$D_n = \alpha \sqrt{m K_n} \delta_n^{1/4} \quad (10)$$

$$D_t = \gamma D_n \quad (11)$$

$$\gamma = -\frac{\ln e}{\sqrt{\pi^2 + \ln e}} \quad (12)$$

r_p は粒子半径、 E は縦弾性係数、 G は横弾性係数、 σ はポアソン比、 α と γ は無次元定数である。また、DEM では接線方向の接触力において

$$|\mathbf{F}_{cti j}| > \mu_f |\mathbf{F}_{cni j}| \quad (13)$$

となる場合、滑りが考慮される。このとき、 μ_f は摩擦係数である。この滑り効果は Fig. 16 のばね・ダッシュポットモデルにおいてはスライダーで表される。滑りが考慮されるとき、摩擦力は次式で表される。

$$\mathbf{F}_{cti j} = -\mu_f |\mathbf{F}_{cni j}| \mathbf{t}_{ij} \quad (14)$$

また、流体運動に対する粒子の影響について、各コントロールボリュームにおける粒子のボイド率 β を介して考慮すると、式(2)で示した運動量保存式は次式のように表される。

$$\frac{\partial \beta \rho \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\beta \rho \bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \beta (\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right\} + C_D \rho (\bar{u}_{pi} - \bar{u}_i) + F_i \quad (15)$$

$$\beta = 1 - \frac{\sum \Delta t_s \cdot \alpha_p}{\Delta t} \quad (16)$$

ここで、 C_D は抗力係数、 Δt_s と Δt は粒子計算のサブタイムステップと流体計算のタイムステップ、 α_p は各コントロールボリュームにおける粒子体積分率である。

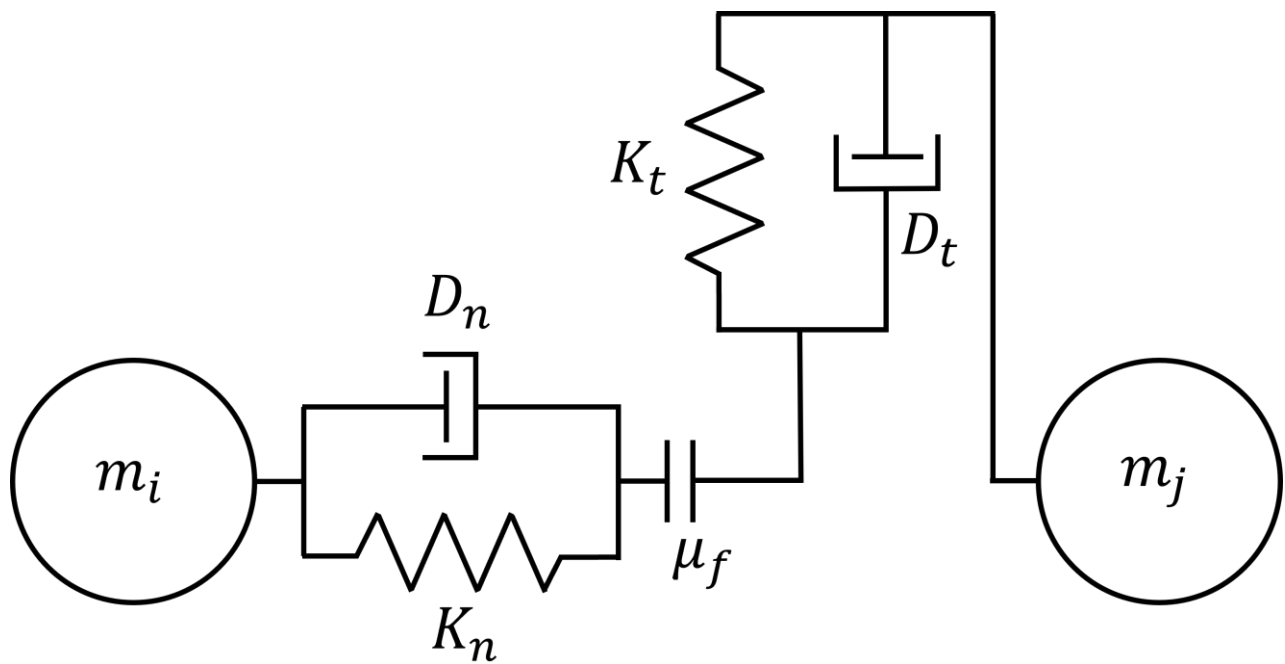


Fig. 16 Spring-dashpot model of contact force in DEM

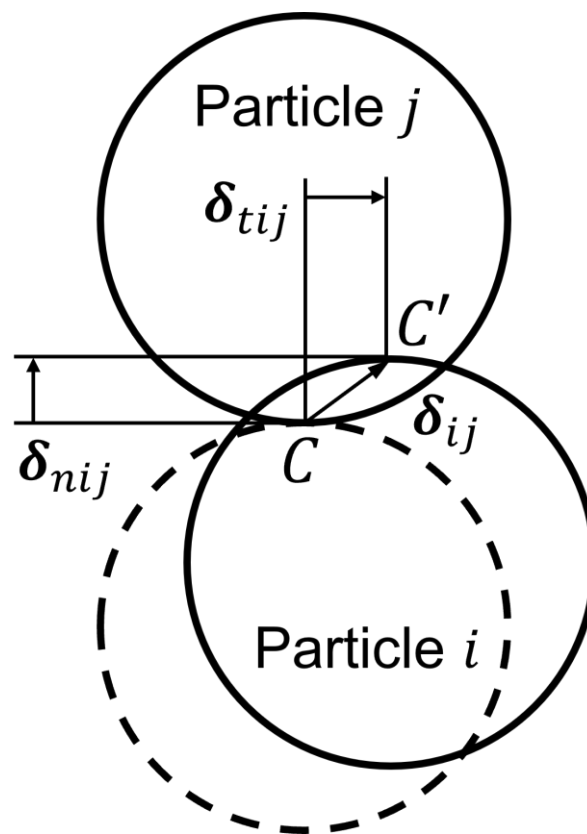


Fig. 17 Overlap between particles in DEM

2.3.2 解析領域および解析条件

解析領域は縦 120 mm×横 120 mm×高さ 300 mm の直方体であり、底面の中央部に粒子投入ノズルを設置したものをを用いた。また、解析領域内の底面から高さ約 200 mm の位置に底面に対して角度を持たせた平板を設置した。これは、MH 粒子の膜上運動の観測実験を行った実験装置を模擬した形状となっており、平板を実験装置における膜材として扱う。Fig. 18 に解析領域および境界条件を示す。壁面境界における流速に関しては壁関数に対数則を用いた。ノズル口付近に粒子の発生位置を設定し、投入された粒子が浮力により上昇する運動および、平板に衝突してから平板に対して付着もしくは流動する一連の運動を解析した。平板の角度に関しては実験と同様、5 度、10 度、15 度、20 度、25 度、30 度の 6 種類の解析領域を用意した。解析領域のセル数は約 170 万である。これを京都大学のスーパーコンピュータシステム Camphor において 112 コア並列により解析した。時間刻みを 1.0×10^{-3} s として、1 万ステップを計算する場合に約 1 時間を要した。

解析条件には実験における環境条件と同じ値を用いる。MH 粒子の上昇運動の観測実験

を行った海鷹海脚と膜上運動の観測実験を行った室内実験装置における実験条件は異なっており、数値シミュレーションにおいても再現する対象の運動に合わせて解析条件をそれぞれ設定した。それぞれの解析条件を Table 2 に示す。流体の温度、圧力、密度に関しては実験を行った際の測定値を用いた。また、純水の粘性係数の値については Nagashima⁽¹¹⁾の文献値を参考にした。海水の粘性係数については、Suzuki ら⁽¹²⁾により水温 0°Cの場合における値が以下の式で定義されている。

$$\eta_{sw} = 1.036\eta_{H_2O} \quad (17)$$

ここで、 η_{sw} は海水の粘性係数、 η_{H_2O} は純水の粘性係数であり、Nagashima⁽¹¹⁾の文献値を用いて計算を行った。

解析ではまず、実環境である海鷹海脚の環境条件の下、粒子の上昇運動を再現するモデルを構築する解析を行った。その後、室内実験装置の環境条件の下、上昇運動を再現したモデルを用いて膜上運動の再現に取り組んだ。

Table 2 Simulation conditions

	Motion rising in water	Motion sliding on membrane
Temperature [K]	273.50	275.15
Pressure [Pa]	9.117×10^6	6.000×10^6
Density [kg/m ³]	1027.3	1000.0
Viscosity [Pa·s]	1.836×10^{-3}	1.777×10^{-3}

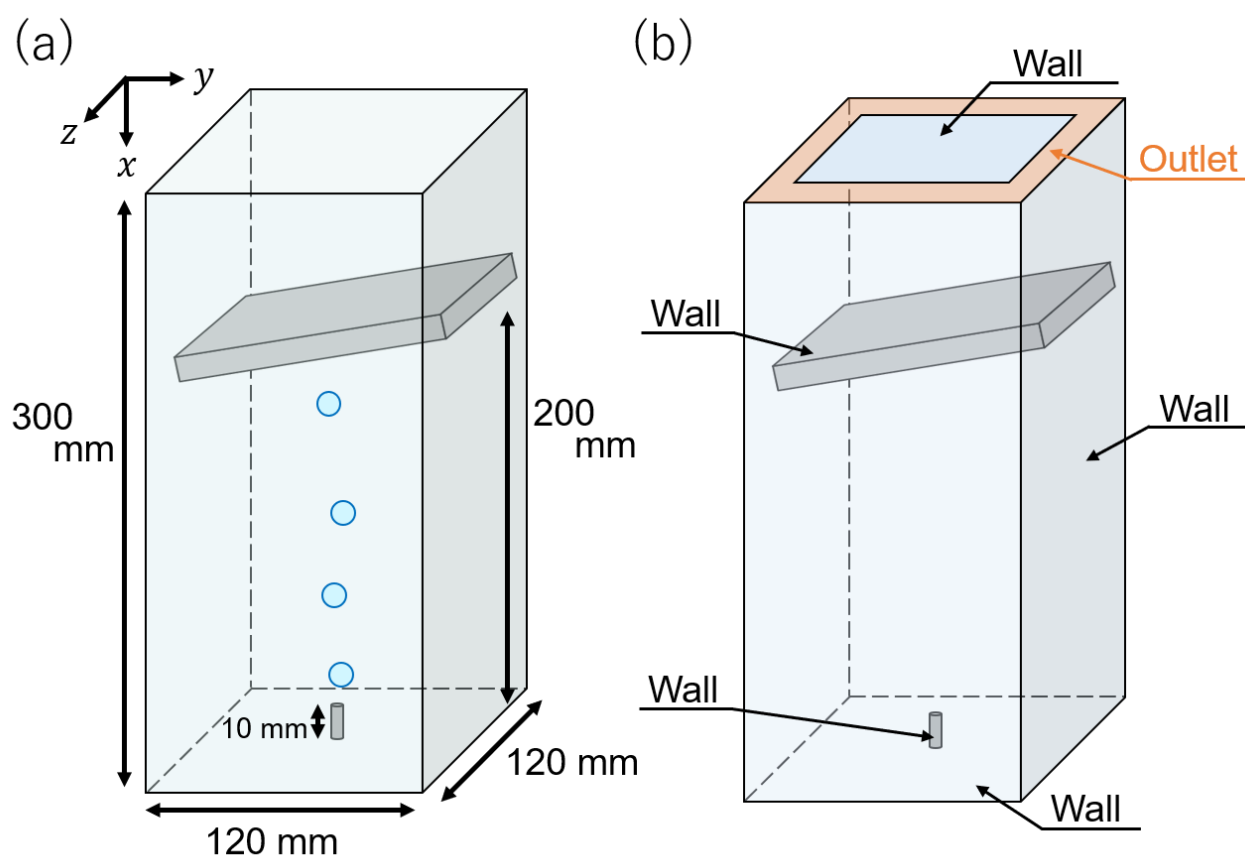


Fig. 18 (a) Computational domain and (b) boundary conditions

第3章 結果および考察

3.1 MH 粒子の水中上昇運動

3.1.1 計測結果

実環境にて観測した MH 粒子の水中上昇運動について、画像解析を行って得られた運動データとして Fig. 19 に粒子の径と上昇速度の関係を示す。また、Fig. 20 に粒子の径に対する円形度の関係、Fig. 21 に上昇中の粒子の解析画面内 x 軸方向（水平方向）の変位を示す。各粒子の径、上昇速度、円形度の値に関しては、解析を行った連続画像の各シーンにおいて計測された値を平均したものである。粒子の径に関しては最大径を粒子径として定義している。Fig. 19 より、計測された MH 粒子の多くは径が約 6 mm～9 mm であり、上昇速度は約 0.20 m/s～0.30 m/s であった。また、粒子の径と上昇速度との間には正の相関があることが確認できる。円形度に関して、画像解析ソフトより得た円形度は粒子の二次元形状の複雑さを表しており、値が 1 のときは真円、値が小さくなるにつれて真円に対する形状が複雑なものとなる。Fig. 20 より計測されたすべての MH 粒子の二次元形状が真円ではないことが確認でき、粒子の径が大きくなるにつれて形状が真円から離れていくことが確認できる。また、Fig. 21 より MH 粒子は水中を上昇する際に水平方向にジグザグの運動経路を有していることが確認できる。

一般的に液中を上昇する気泡に関しては、その気泡径の大きさにより形状が球形状から回転楕円体状、キノコ笠状へと変化することが知られている。また、球形状の気泡が鉛直方向に直線的に上昇するのに対して、回転楕円体状の気泡は水平方向にジグザグ状に運動しながら上昇する。MH 粒子に関しても、Sato ら⁽⁶⁾が計測した球等価直径が 3.8～7.8 mm の MH 粒子は形状が回転楕円体状であり、ジグザグ運動をしながら上昇することが確認されている。そのため、Fig. 20 で示した円形度に関して、実環境にて計測された MH 粒子も回転楕円体と仮定することができ、そのことから Fig. 21 に示すようにジグザグの運動経路を有しながら上昇していることが分かる。これらのことを踏まえると MH 粒子は気泡と近い性質および水中挙動を有していることが分かる。そこで、再現モデルを構築するにあたり、気泡の挙動を示した文献を参考に解析を行う。

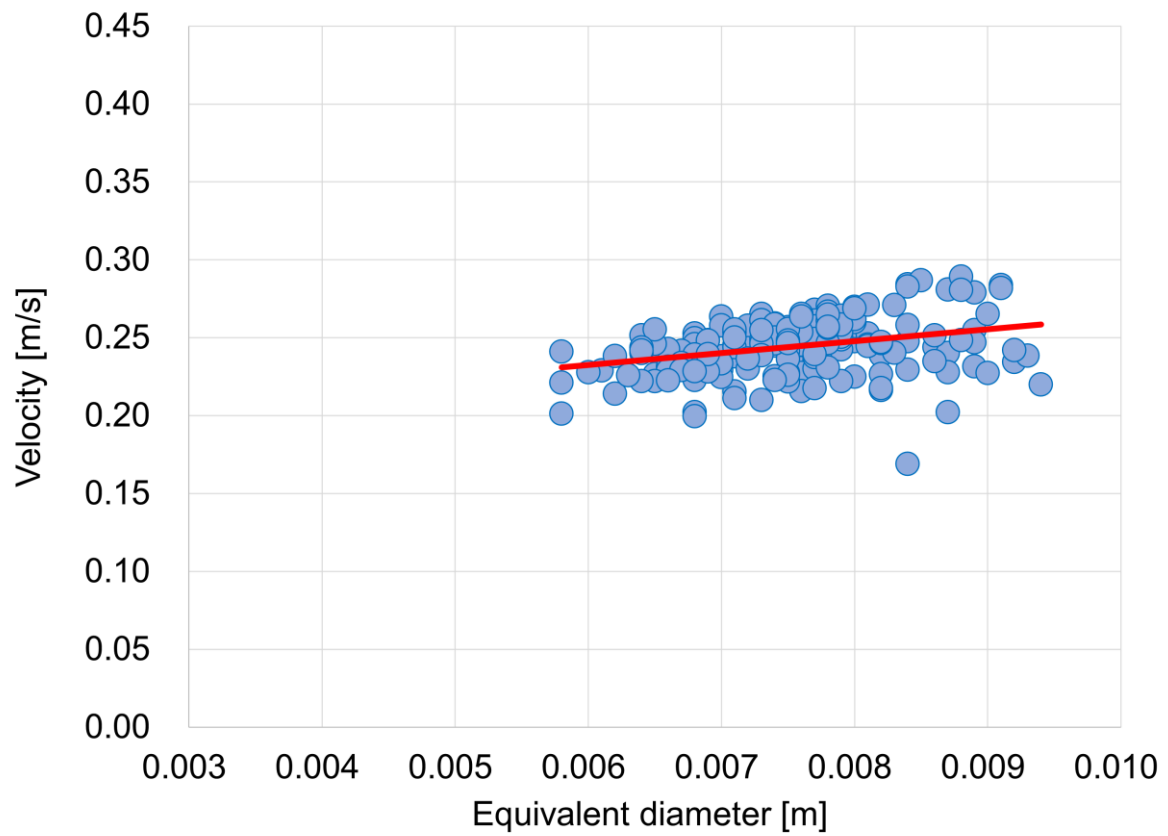


Fig. 19 Mean rising velocity of MH particles in seawater

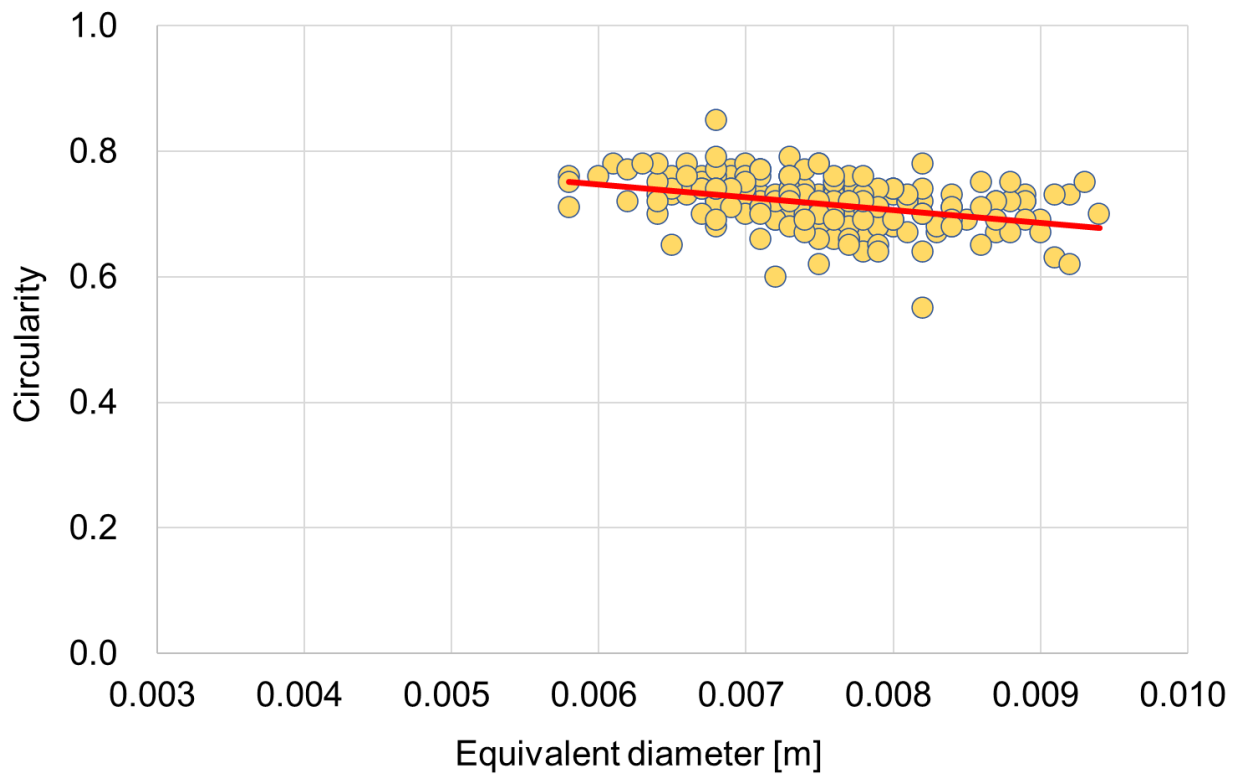


Fig. 20 Circularity of MH particles rising in seawater

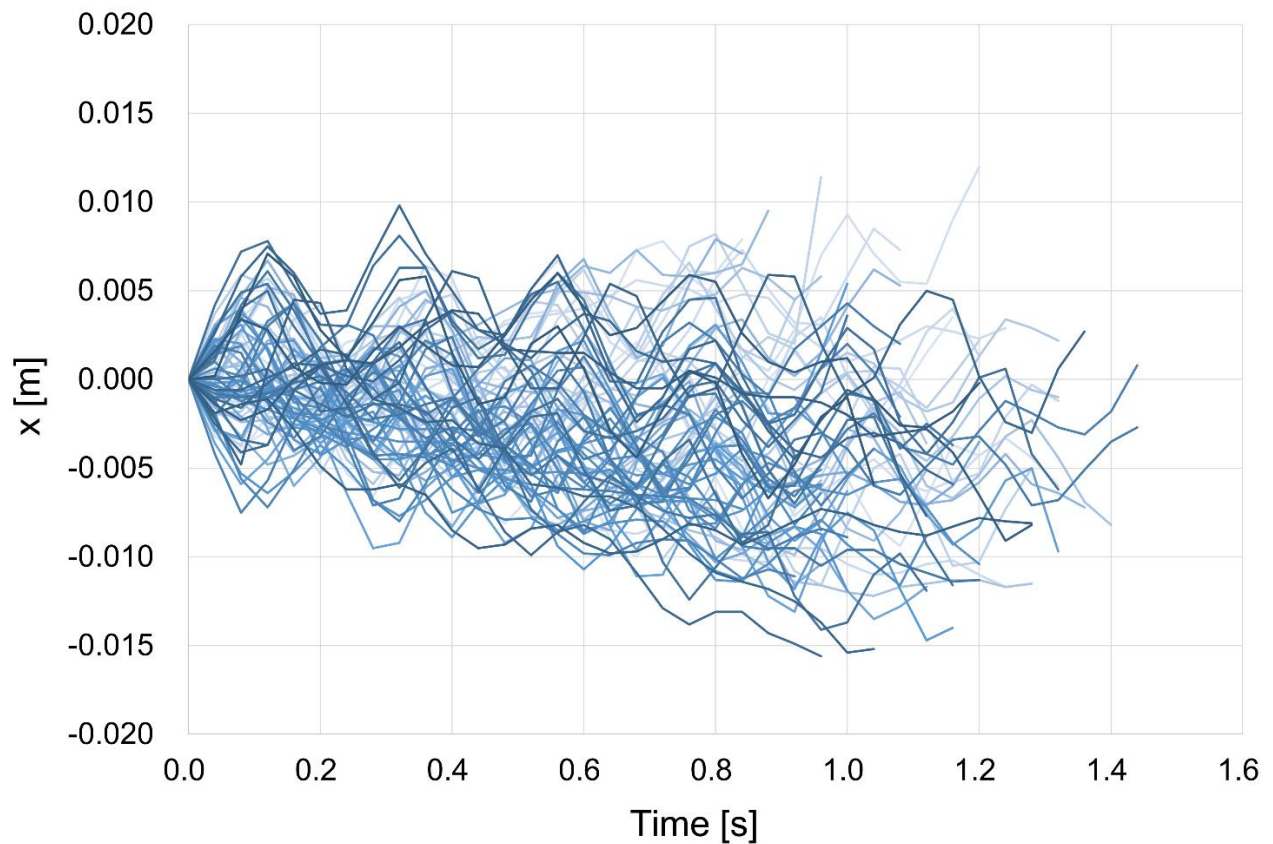


Fig. 21 Horizontal displacement of MH particles rising in seawater

3.1.2 数値シミュレーション

観測実験により得られた運動データをもとにMH粒子の水中上昇運動を再現するための解析を行う。実験により得られた粒子の径と上昇速度および形状との関係、粒子の上昇経路といった運動特性をすべて数値シミュレーションで再現することが理想である。しかしながら、粒子運動解析に用いるDEMでは粒子を剛体球と仮定して計算を行うため、粒子は球形状であり、ジグザグ運動を伴わずに上昇することとなる。そのため、本研究における数値シミュレーションでは粒子形状による挙動の違いを再現することが難しく、粒子の上昇速度のみに注目して運動の再現を行う。また、数値シミュレーションにてジグザグ運動を再現できないため、上昇速度の計測値に関しては鉛直方向速度のみを考慮し、水平方向速度は考慮しない。上昇速度の水平方向成分を考慮しないことで実験と数値シミュレーションでMH粒子が膜材に衝突する瞬間の力の方向が異なり、その後の膜上運動にも影響が出ることが予測されるが本研究においては考慮しないものとする。

実験での観測により、MH 粒子は径によって上昇速度が変化するという結果が得られた。そこでまず、数値シミュレーションにおいて粒子の上昇速度を再現するために粒子径と上昇速度の関係を定式化する。液中を上昇する単一気泡に関して、気泡の径と上昇速度との間には Fig. 22 に示すような関係があることが明らかとなっている。Fig. 22 では気泡径と上昇速度の関係が気泡径の大きさにより Regime1 と Regime2 の2つの領域に分けられている。Regime1 では気泡径が小さいために気液両相の粘性影響が支配的となり、レイノルズ数が大きくなるにつれて抗力係数は小さくなる。そのため、気泡径が大きくなるとともに上昇速度は増加する。Regime2 では気泡径が一定以上になることで粘性影響が小さくなり、レイノルズ数の増加とともに抗力係数も増加する。そのため、気泡径が大きくなるにつれて上昇速度が減少する領域がみられる。Tadaki ら⁽¹³⁾は Regime 1 と Regime 2 の境界に極大値が生じるのは気液の境界層にて剥離現象が生じ、抵抗が急激に増加したことが原因だと推測しており、イソアミルアルコール中を上昇する気泡の測定値として気泡径 3 mm 近辺で極大値を取得している。

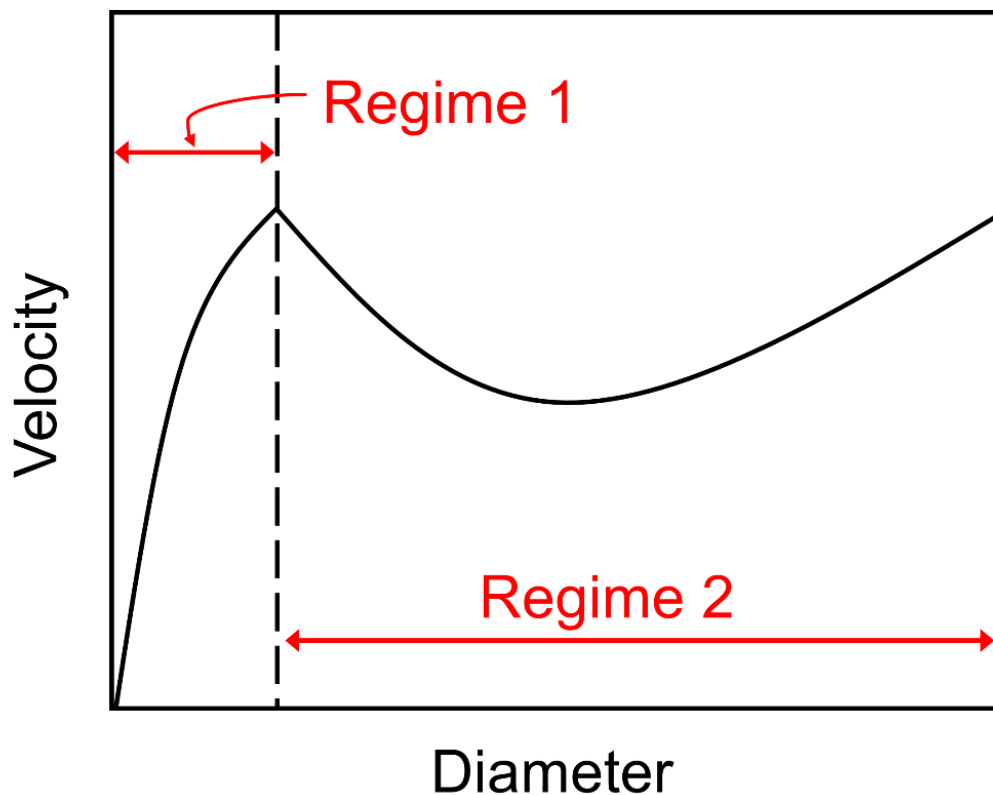


Fig. 22 Typical relation of terminal velocity vs particle diameter for clean fluids

MH 粒子に関してもこの関係が適用できると仮定すると、海鷹海脚にて計測した MH 粒子は粒子径が約 6～9 mm であるため、Regime2 に該当すると考えられる。Lehrer⁽¹⁴⁾はこの Regime2 における液中の気泡の上昇速度に関して、気泡がその径と同じ距離を移動するときに気泡の前方から後方へと流れる液相の位置エネルギーが運動エネルギーに変換されるとして、次式のように定式化している。

$$U = \sqrt{\frac{(\rho_L - \rho_b)gD}{2\rho_L} + \frac{3\sigma}{\rho_L D}} \quad (18)$$

式(18)は気泡に作用する重力および浮力による項と表面張力による項によって表され、 ρ_L は液体の密度、 ρ_b は気泡の密度、 g は重力加速度、 D は気泡の径、 σ は気泡と液体の界面張力係数である。Sato ら⁽⁶⁾は式(18)における気泡と液体との界面張力係数 σ の値に MH 粒子と海水との界面張力係数を用いることで、MH 粒子に対しても水中上昇速度の式として適用可能としており、その値として $0.033 \text{ N/m}^{(15)}$ を用いている。また、実験において計測した MH 粒子の上昇速度データに対して最小二乗法を用いることで式中の係数を近似し、実測値に基づく半理論式を導いている。同様の方法によって、Fig. 19 に示した計測結果より実環境における MH 粒子の上昇速度として以下の半理論式を導いた。

$$U = \sqrt{0.668 \frac{(\rho_L - \rho_p)gD}{\rho_L} + 3.79 \frac{\sigma}{\rho_L D}} \quad (19)$$

ここで、気泡の密度 ρ_b の値に MH 粒子の密度 ρ_p を用いる。MH 粒子の観測を行った水深約 900 m、水温約 0 °C の環境下におけるメタンガスと MH の密度をそれぞれ ρ_G 、 ρ_H とし、その値として $\rho_G=65 \text{ kg/m}^3$ 、 $\rho_H=910 \text{ kg/m}^3$ ⁽⁶⁾を用いた。また、MH 粒子におけるメタンガス部分の体積、ハイドレート部分の体積、粒子全体の体積をそれぞれ V_G 、 V_H 、 V とすると ρ_p は次の計算式で表される。

$$\rho_p = \frac{\rho_G V_G + \rho_H V_H}{V} \quad (20)$$

各体積 V 、 V_G 、 V_H に関しては以下の計算式で求めた。

$$V = \frac{\pi D^3}{6} \quad (21)$$

$$V_G = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{D}{2} - \delta_H \right)^3 \quad (22)$$

$$V_H = V - V_G \quad (23)$$

ここで、 δ_H はMH粒子のハイドレート被膜の厚さであり、その値には $\delta_{MH} = 90 \times 10^{-6} \text{ m}$ ⁽⁶⁾を用いた。ハイドレート被膜の厚さに関しては粒子の径によらず一定の値とする。

Fig. 23 に実験の計測値、実環境の物性値を用いた式(18)および式(19)の値を示す。式(19)は Fig.22 における Regime 2 での MH 粒子の上昇速度を表した式であるが、海鷹海脚にて計測した MH 粒子の径は約 6～9 mm であるため、その範囲の径を有する粒子に対してのみ適用できる。しかしながら、計測した MH 粒子よりも相対的に小さい径の粒子も観測実験において確認しており、海鷹海脚で行われた別の観測実験においても小さいものだと約 4 mm の粒子が観測されている⁽⁹⁾。本研究における観測実験においては径が 4～6 mm の粒子についての上昇速度は計測できていないが、気泡と MH 粒子の関係性からそれらの粒子も半理論式の関係に従うと考え、粒子径が 4 mm 以上の範囲において式(19)は適用可能と推定した。これは、Sato ら⁽⁶⁾が計測した MH 粒子の径の最小値が 3.8 mm であることからその範囲で半理論式を定義していること、および Tadaki ら⁽¹³⁾が測定した Regime 境界の極大値が 3 mm であることを考慮すると妥当であると考えられる。

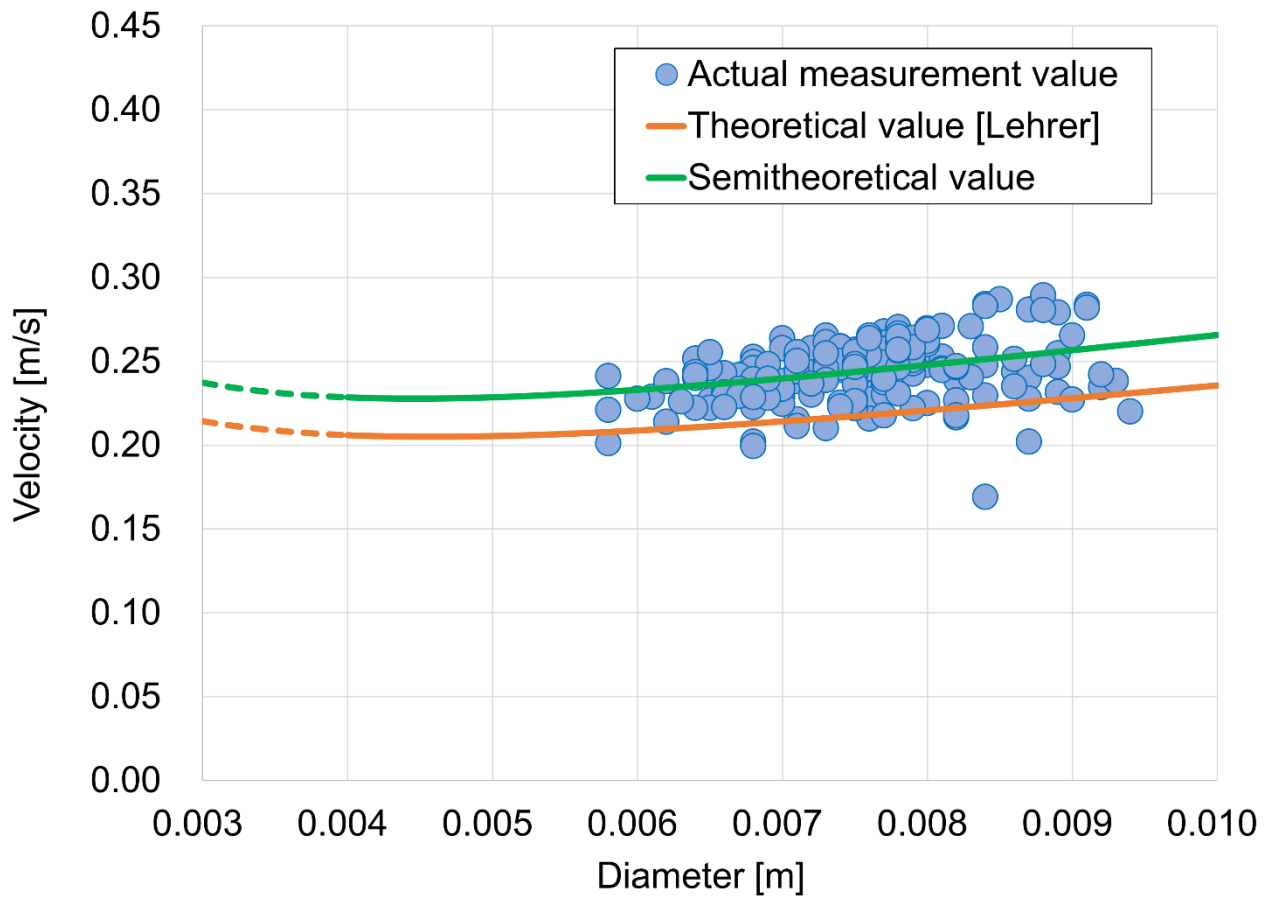


Fig. 23 Semi-theoretical equation of rising velocity of MH particles in Umitaka spur

MH 粒子の水中における上昇速度に関して、観測した運動データから粒子の径が影響を及ぼしていることを確認し、その関係を半理論式として定式化した。この半理論式による上昇速度の値を数値シミュレーションにて再現する対象とする。流体中を上昇する粒子には浮力、重力、流体の粘性により生じる抗力が働く。粒子運動解析で用いる DEM においても運動方程式の中で粒子に作用する流体力が考慮されており、抗力における抗力係数は粒子の上昇速度を決定づけるのに重要な要素である。数値シミュレーションにおいてこの抗力係数の値によって粒子の上昇速度を調節し、半理論式の値を再現する。MH 粒子が水中を上昇する際の抗力係数は、MH 粒子に作用する重力、浮力、抗力が釣り合っていることから求められる。MH 粒子に作用する重力 G は

$$G = g \times (\rho_G V_G + \rho_H V_H) \quad (24)$$

で表され、抗力係数の計算式として次式を得た。

$$C_D = \frac{\rho_L g V - g(\rho_G V_G + \rho_H V_H)}{\frac{1}{2} \rho_L U^2 S} \quad (25)$$

ここで、 μ_L は水の粘性係数である。また、 S は粒子の投影面積であり、次式より求めた。

$$S = \frac{\pi D^2}{4} \quad (26)$$

Fig. 24 に流体中における剛体球、純水中を上昇する気泡および界面活性剤の水溶液中を上昇する気泡の抗力係数のレイノルズ数に対するそれぞれの関係⁽¹⁴⁾を示す。また、実験にて計測した MH 粒子および半理論式に基づくレイノルズ数と抗力係数の関係も同時に示す。ここで、レイノルズ数に関しては次式より求めた。

$$Re = \frac{\rho_L U D}{\mu_L} \quad (27)$$

計測した MH 粒子の抗力係数の値は、粒子形状が回転楕円体状であることから剛体球の抗力係数の値よりも大きな値になり、気泡のレイノルズ数と抗力係数との関係に近い相関を示した。また、海水は不純物を含むために界面活性剤の水溶液中における気泡の抗力係数に近い値をとると考えられるが、MH 粒子がハイドレートの被膜を有することから気泡の抗力係数とは異なる結果になったと推測できる。解析においては半理論式による上昇速度の値に基づくレイノルズ数と抗力係数の関係を用いる。その関係を多項式近似することで次式を得た。

$$C_D = -5.82 \times 10^{-13} Re^4 + 3.05 \times 10^{-9} Re^3 - 6.33 \times 10^{-6} Re^2 + 6.51 \times 10^{-3} Re - 1.21 \quad (28)$$

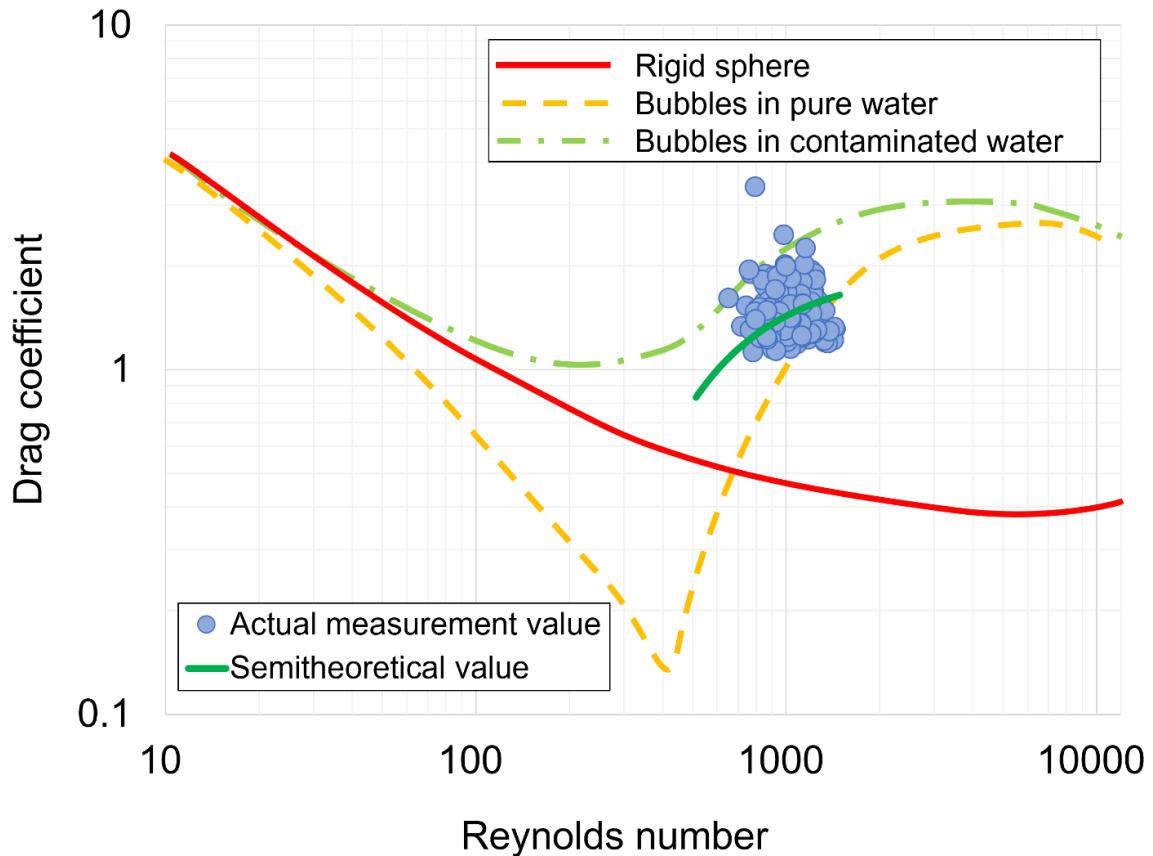


Fig. 24 Drag coefficients of MH particles

式(28)で示した抗力係数の値を用いて抗力を定義する。数値シミュレーションにおいて粒子に作用する抗力の値を調節しながら計算を繰り返すことで、解析結果における粒子の上昇速度を半理論式の値に近づけていった。その結果、以下の式で定義する抗力 F_D を得た。

$$F_D = C_D \times 180Re^{-0.1} \quad (29)$$

式(28)で定義した抗力係数および式(29)で定義した抗力の式を用いて解析を行うことで、Fig. 25 に示す上昇速度の結果が得られた。Fig. 25 で示した解析結果の粒子の上昇速度は100 ステップ刻みで粒子投入後の200 ステップ後から600 ステップ後までの5シーンの平均速度である。粒子径が4 mm～9.5 mm の範囲において0.5 mm 刻みの合計12種類の粒子径で6粒子ずつ計算した結果を示してある。Fig. 25 より数値シミュレーションにおける計算値が半理論式の値に重なるような結果が得られた。これより、上昇速度に関して実際のMH粒子を再現したモデルを構築できたと言える。

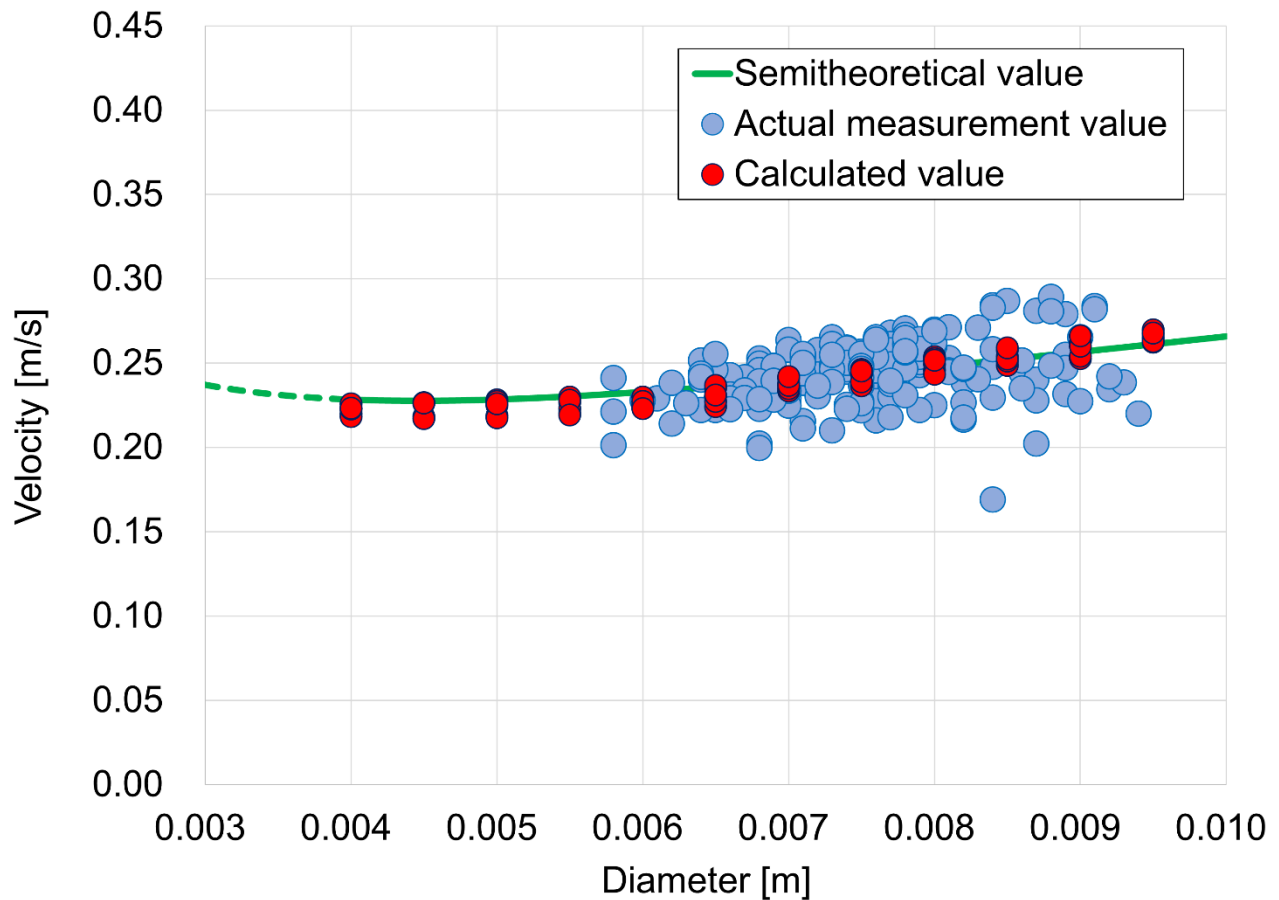


Fig. 25 Calculated value of rising velocity with MH particle model

3.2 MH 粒子の膜上運動

3.2.1 計測結果

MH 粒子の膜上運動の観測実験の結果として、膜材表面上での MH 粒子の流動性を Fig. 26 に示す。粒子は各条件において約 200～400 個計測され、そのうち膜上で静止することなく滑り上がった粒子の割合を示している。膜材の種類および角度の違いによって MH 粒子の流動性が異なっていることが確認できる。どの膜材においても膜材の角度が大きくなるにつれて粒子の流動性は高くなる。しかし、小さい角度でも高い流動性を有している膜材もあれば、角度を大きくしても流動性が低いままの膜材もある。膜材表面上を流動する MH 粒子の挙動としては、膜材に衝突する際に跳ね返り、転がりながら膜上を流動する様子が観測された。MH 粒子が固体のハイドレート被膜を有していることから、気泡のように滑り上がるのではなく、転がり上がっていくのだと考えられる。また、一部の粒子

は膜上の途中で張り付くような形で動きを止める。これは、MH 粒子のハイドレート被膜部分がしわのある表面形状を有しているために膜上の不純物もしくは膜材表面の凹凸に対して引っかかるのだと考えられる。また、膜上を流動中に被膜の一部が破れたためにガス化し、再ハイドレート化する際に膜材表面に固着することも理由として考えられる。膜材上で既に静止している粒子に対して流動する粒子が衝突する際は、衝突された粒子は大きく変形するが動かず、変形の反動により衝突した粒子を押し返す動きが観測された。つまり、膜上で静止している粒子はかなり強い力で付着していると考えられる。そのため、膜材表面に粒子が付着すると他の粒子の運動に影響を及ぼし、粒子が堆積していくと考えられる。本実験に関しては、既に膜上で静止している粒子に衝突することで止まった粒子は流動性を評価する際に考慮せず、粒子単体の膜材に対する流動性を評価した。また、実験では粒子が膜上で流動するかどうかのみを評価し、粒子の径や速度の計測に関してはすべての条件では行われなかったため、評価の対象から除外している。

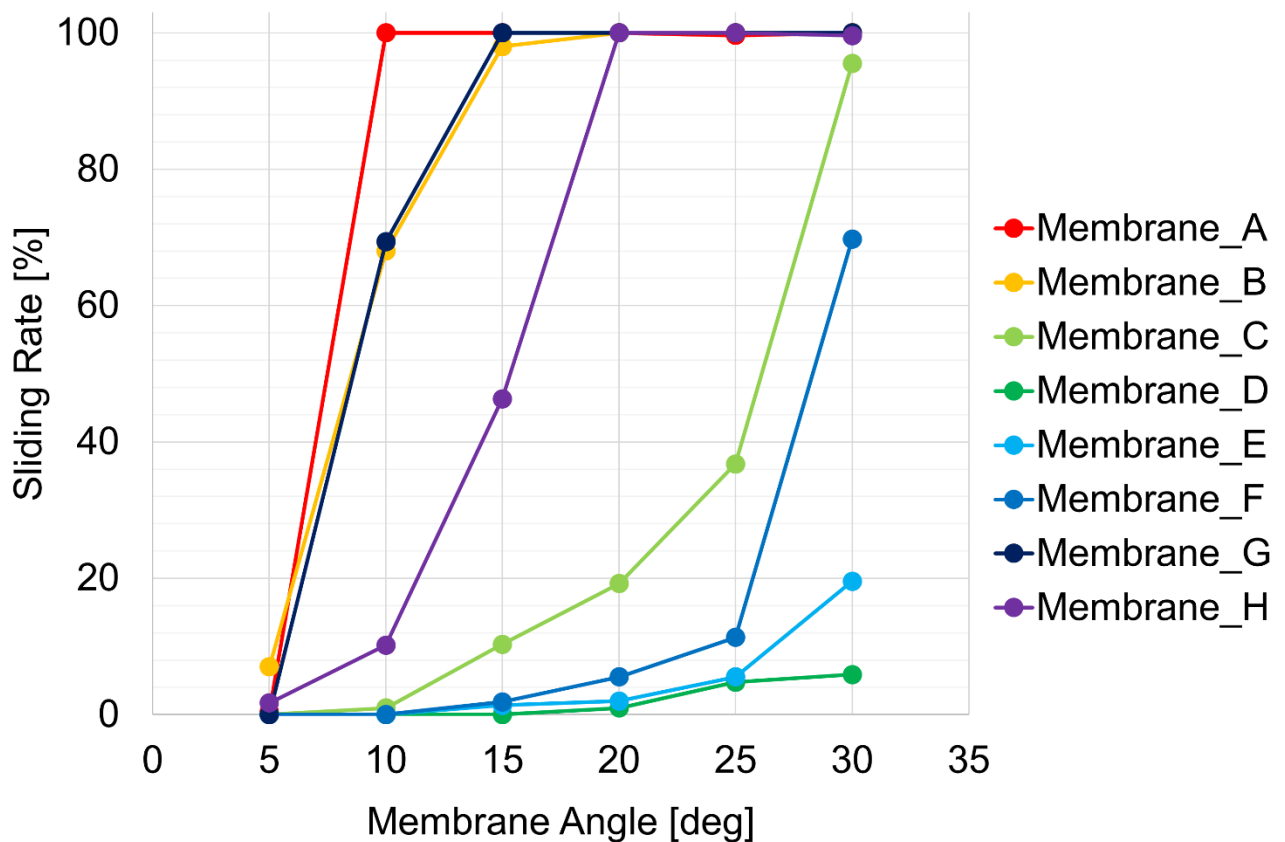


Fig. 26 Sliding rate of MH particle on membrane

3.2.2 数値シミュレーション

数値シミュレーションにおいて、DEM の運動方程式における接触力によって膜材に対する粒子の流動性を調節する。接触力の接線方向成分である粒子と膜材との間に働く摩擦力は粒子の滑りを考慮するとき、摩擦係数を用いて表される。実験では膜材の種類によって膜材表面の性質が異なるために粒子の流動性に違いが生じたと考えられる。そのため、数値シミュレーションにおいては対象とする膜材ごとに膜材を模した平板が有する粒子に対するパラメータを調節すれば、粒子の流動性の違いを再現可能だと考えられる。しかしながら、プログラムの設定上の都合により膜材の条件は一定とし、各粒子が有するパラメータとして摩擦係数 μ_f を与え、その値を調節することで膜材に対する粒子の流動性の違いを再現した。数値シミュレーションでは、MH 粒子の上昇速度を再現したモデルを用いて解析条件を MH 粒子の膜上運動の観測実験と同じ条件に設定し、粒子の径は 7 mm として解析を行った。Fig. 27~32 に膜材角度 5 度、10 度、15 度、20 度、25 度、30 度それぞれの角度において摩擦係数の値を変化させたときの粒子の速度を示す。グラフでは粒子が投入されてから鉛直方向に上昇している際と膜材上を流動している際の速度が示されており、膜上速度は粒子が膜材の上端に達した時点まで示している。それぞれの角度において摩擦係数を 0.01 刻みで調節し、5~7 種類の値について計算を行った。摩擦係数の値を調節することで粒子の膜上における速度が変化し、ある一定値以上の値に設定すると速度はゼロになって粒子は膜上で静止する。それぞれの角度において、粒子の膜上速度がゼロであるときの摩擦係数をその角度における静止摩擦係数と定義する。

MH 粒子においては、上昇運動と同様に膜上運動でも粒子径が変わることで速度に違いが生じると考えられる。しかしながら、MH 粒子の膜上運動の観測実験では粒子の径および粒子の速度は評価対象とはしなかったため、本研究ではそれらの影響について数値シミュレーションにおける定量的な再現は行わないものとした。そのため、本解析では実環境にて計測された MH 粒子の径の範囲内である 7 mm の径を用いて計算を行った。

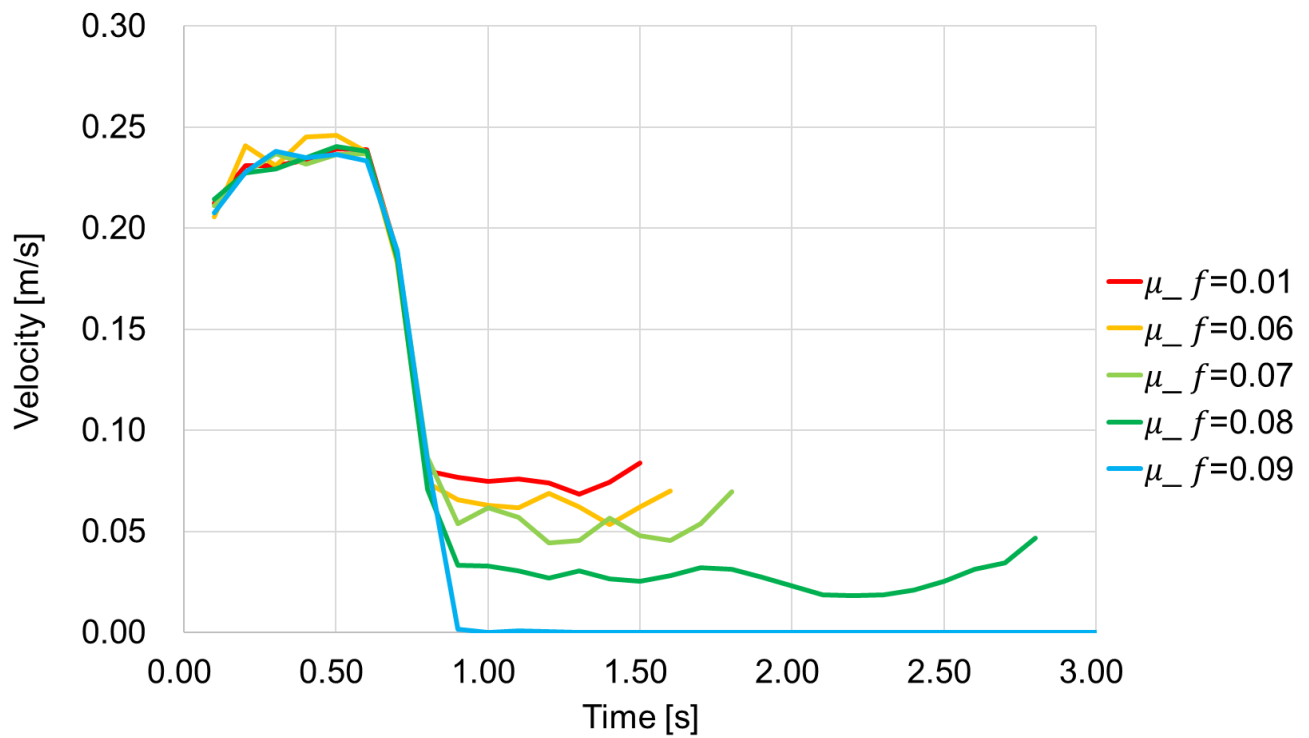


Fig. 27 Velocity of the particle when membrane angle is 5 degrees

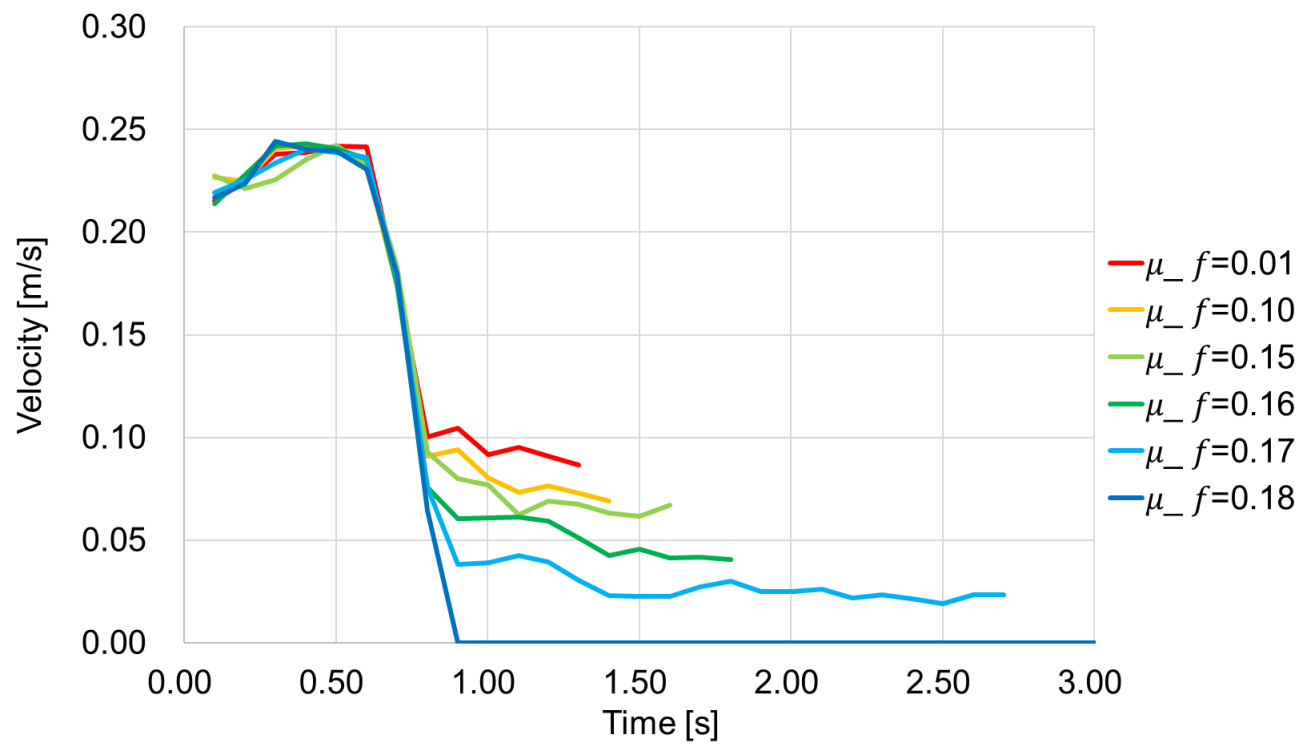


Fig. 28 Velocity of the particle when membrane angle is 10 degrees

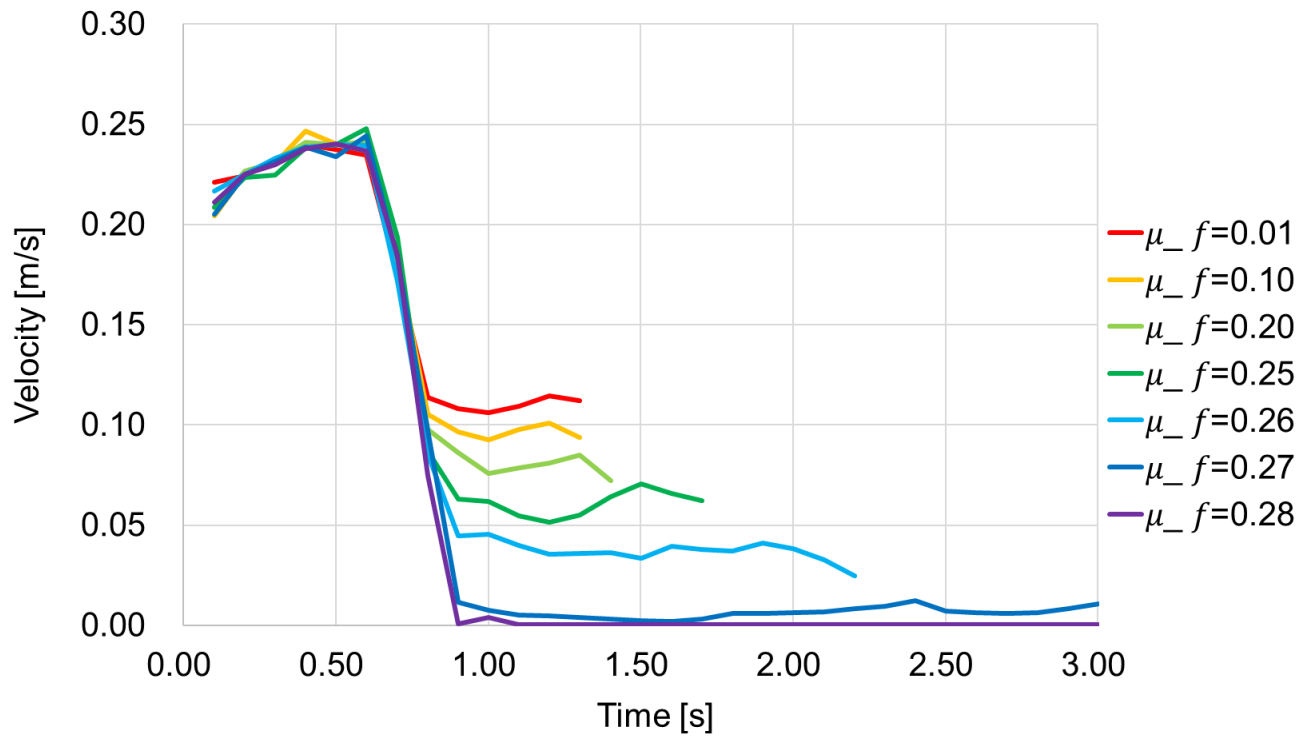


Fig. 29 Velocity of the particle when membrane angle is 15 degrees

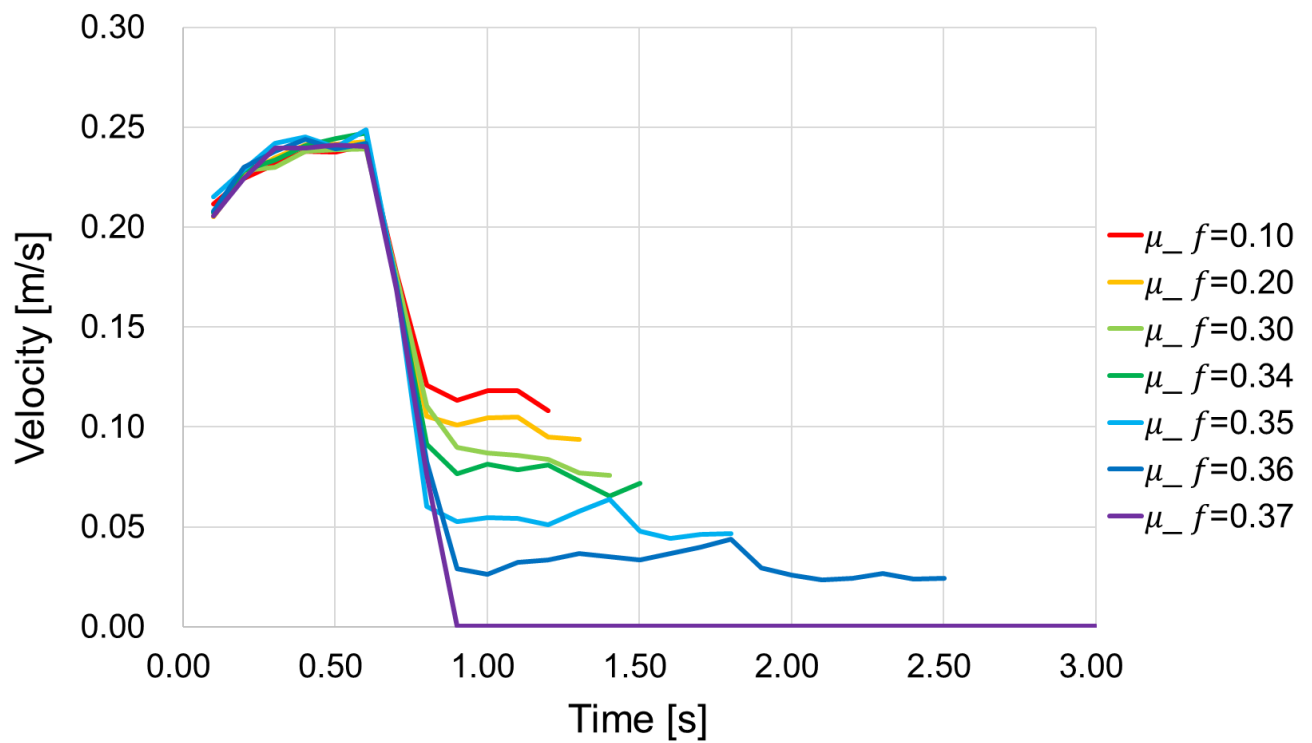


Fig. 30 Velocity of the particle when membrane angle is 20 degrees

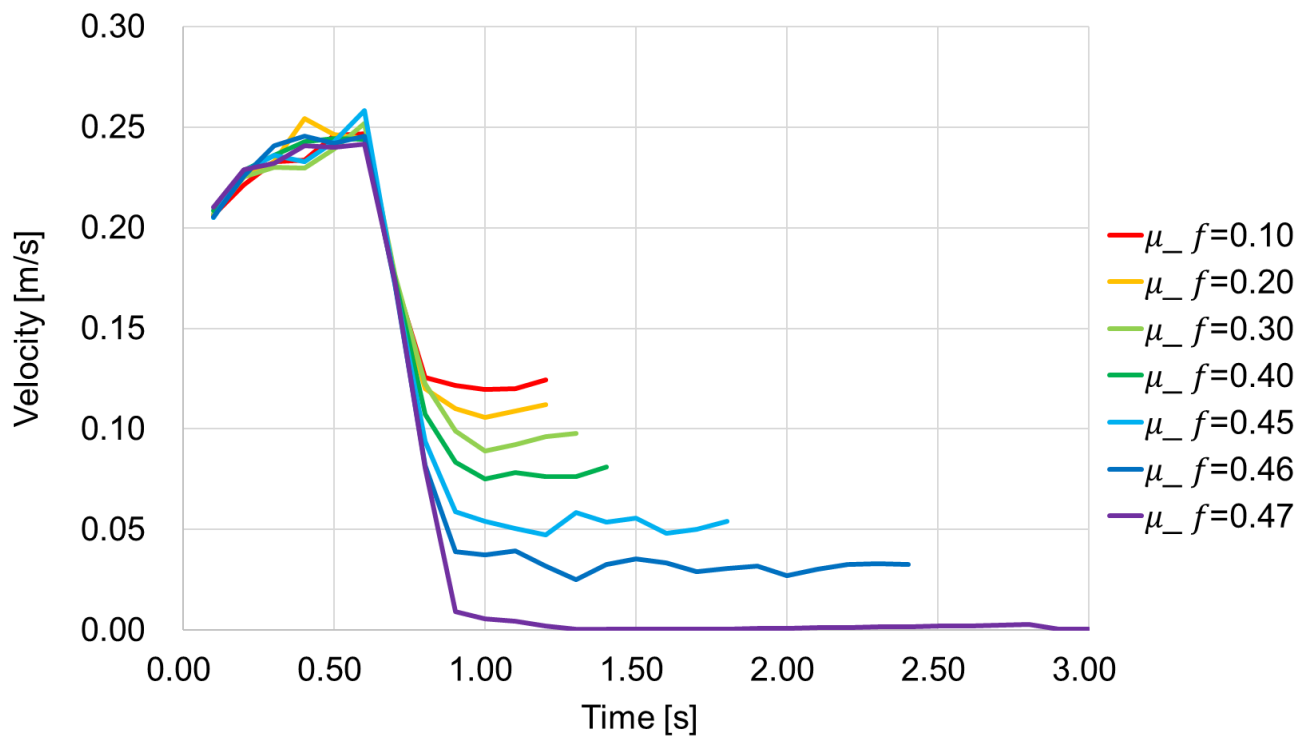


Fig. 31 Velocity of the particle when membrane angle is 25 degrees

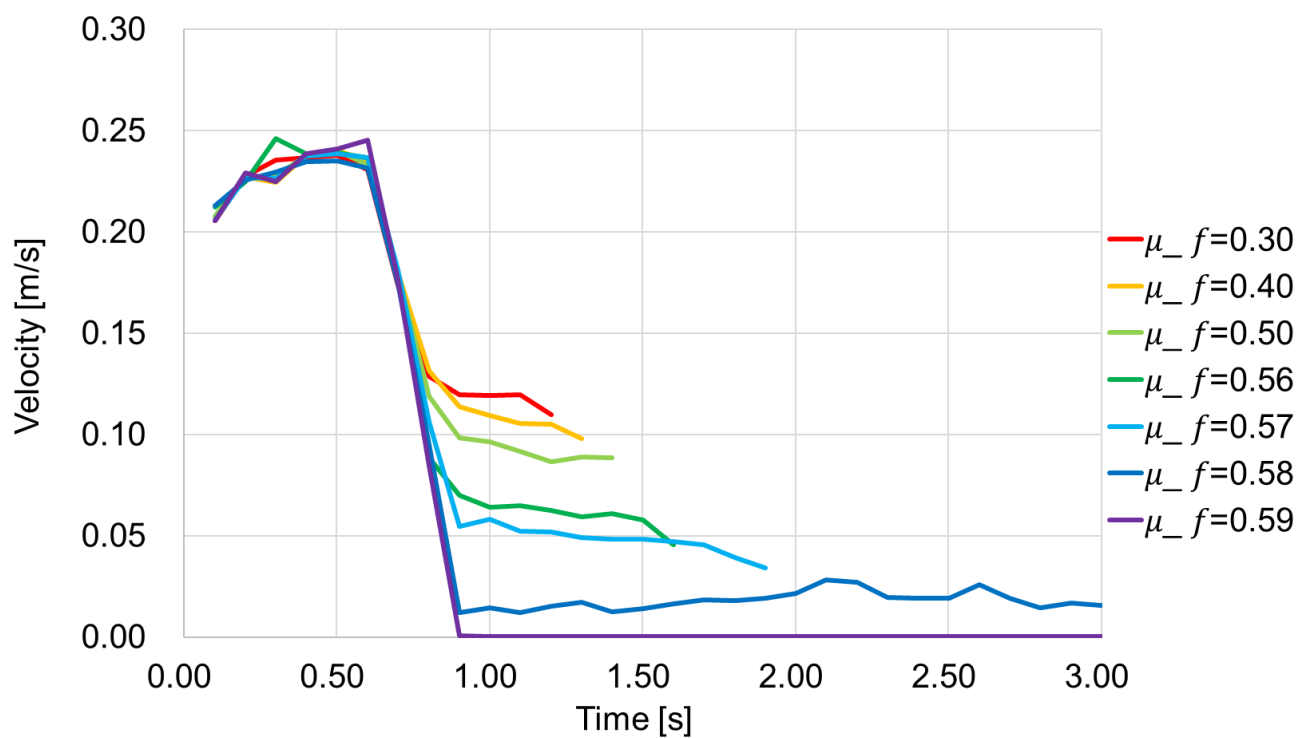


Fig. 32 Velocity of the particle when membrane angle is 30 degrees

Table 3 に Fig. 27～32 より得られたそれぞれの角度における粒子と膜材の接触面における静止摩擦係数を示す。これら 6 つの値に関して、特定の角度における静止摩擦係数より小さい値の摩擦係数はその角度において動摩擦係数であり、その値を摩擦係数として与えられた粒子は膜上で流動する。また、静止摩擦係数より大きい値の摩擦係数は静止摩擦係数と同義であり、その値を摩擦係数として与えられた粒子は膜上で静止する。実験においては粒子が膜上で流動する際の速度は考慮しておらず、流動するか静止するかでのみ評価している。そのため、実験結果を再現するには特定の角度における粒子の流動割合に一致するように動摩擦係数の値を粒子に与えれば良い。そこで、数値シミュレーションにおいて Table 3 に示した 6 つの摩擦係数の値をそれぞれ指定した割合で投入する粒子に割り振れるようにした。例えば、20 度の角度において動摩擦係数となる値である 0.09、0.18、0.28 がそれぞれ粒子に与えられる割合の合計が 20%になるように設定したとき、計算結果として膜上を流動する粒子数の割合が投入粒子数に対して 20%になれば実験結果を再現できるモデルであるといえる。そのため、この方法で再現モデルの構築が可能かどうかを数値シミュレーションの結果により検証する。

検証では膜構造物への利用が検討されている膜材 A と膜材 C の 2 種類の実験結果を対象に行う。Table 4 に膜材 A と膜材 C の実験結果として、各角度において流動した粒子の割合を示す。これらの割合を再現するように計算条件として摩擦係数を割り振る割合を決定する必要がある。どのような割合で割り振るかに関しては膜材 C を例に考えた。まず、実験において膜材の角度が大きくなるにつれて粒子が流動する割合も増加することから最終的にその割合が 100%に達すると仮定し、それらの割合を累積割合として考える。そのとき、Fig. 33 で示すように角度がひとつ大きくなるにつれて割合が累積していく。その累積分の割合のそれぞれを各摩擦係数が粒子に割り振られる割合とし、Table 5 に示す。このとき、前述の例に倣うと、20 度の角度において動摩擦係数となる値である 0.09、0.18、0.28 がそれぞれ粒子に与えられる割合は 1%、9%、9%であり、その合計は 19%である。Table 4 で示した膜材 C の 20 度における粒子の流動割合は 19%であり、理論的には再現しているといえる。膜材 A に関しても同様に考えるとき、実験における流動性が 5 度では 0%、10 度以降では 100%であることから摩擦係数 0.09 を 100%で割り振れば良いとし、Table 5 に示す。

Table 3 Static friction coefficient at each angle in numerical simulation

Angle [deg]	5	10	15	20	25	30
Friction coefficient	0.09	0.18	0.28	0.37	0.47	0.59

Table 4 Sliding rate of MH particles on the membrane A and C

Angle [deg]	5	10	15	20	25	30
Sliding rate (Membrane A)	0%	100%	100%	100%	100%	100%
Sliding rate (Membrane C)	0%	1%	10%	19%	37%	96%

Table 5 Percentage of friction coefficient in simulation of the membrane A and C

Friction coefficient	0.09	0.18	0.28	0.37	0.47	0.59
Percentage (Membrane A)	100%	0%	0%	0%	0%	0%
Percentage (Membrane C)	1%	9%	9%	18%	59%	4%

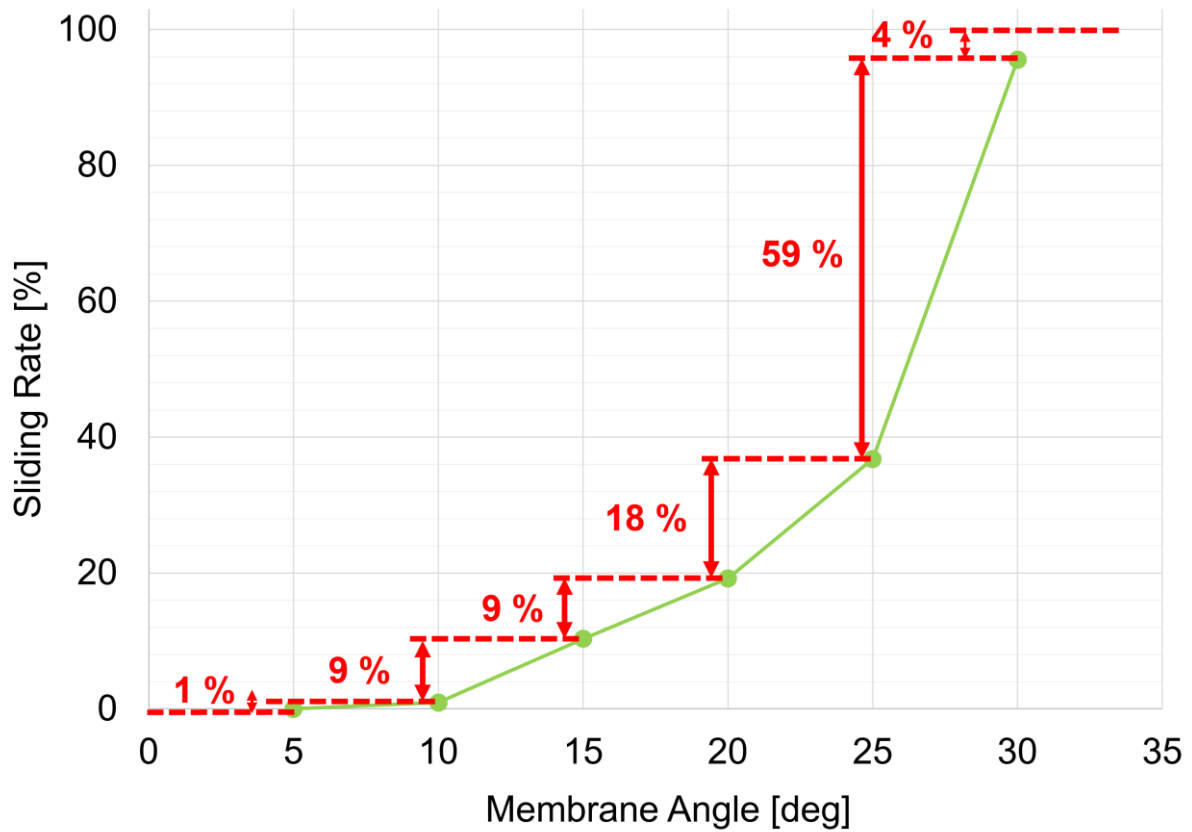


Fig. 33 Cumulation of sliding rate of MH particle on the membrane C

Table 5 に示したそれぞれの条件の下、各角度において 100 個の粒子を計算した。計算結果として得られた各角度の粒子の流動割合を実験結果とともに Fig. 34 に示す。実験結果に対する数値シミュレーション結果の誤差はどちらの膜材に関しても 5%以下であり、数値シミュレーション結果は実験結果を再現していると言える。このことから、Table 3 で示した摩擦係数を適切な割合で割り振るという前述の方法を用いることで実験の結果を再現したモデルが構築可能であり、他の膜材の場合においても同様の方法で再現が可能であると考えられる。その際の各膜材に対する摩擦係数の割り振り割合を Fig. 35 に示す。ここで、膜材角度が 5 度の場合でも粒子が流動する膜材があることから、5 度における動摩擦係数を 0.01 として定義している。

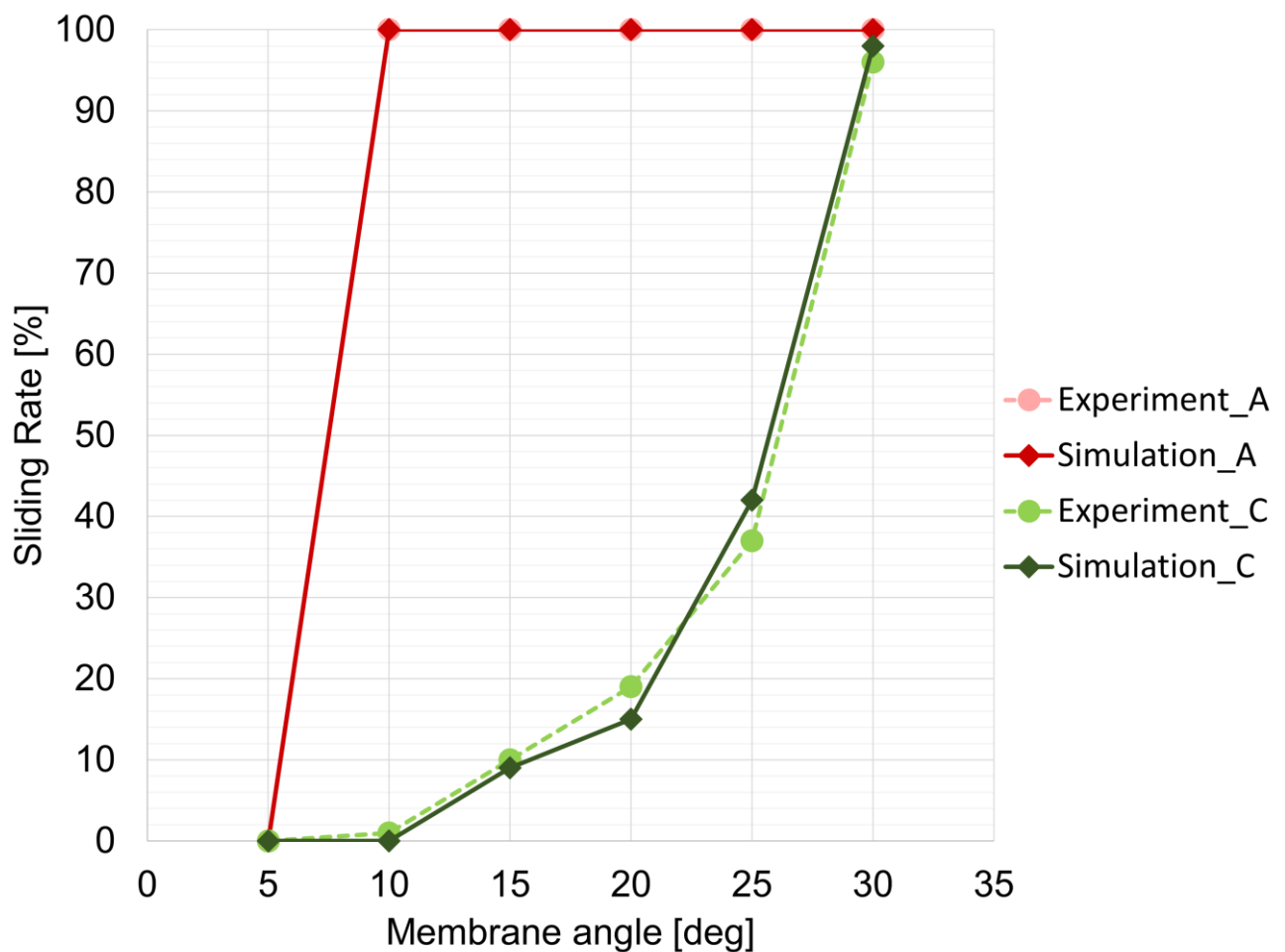


Fig. 34 Comparison of particle sliding rate on the membrane A and C
between calculation and experiment

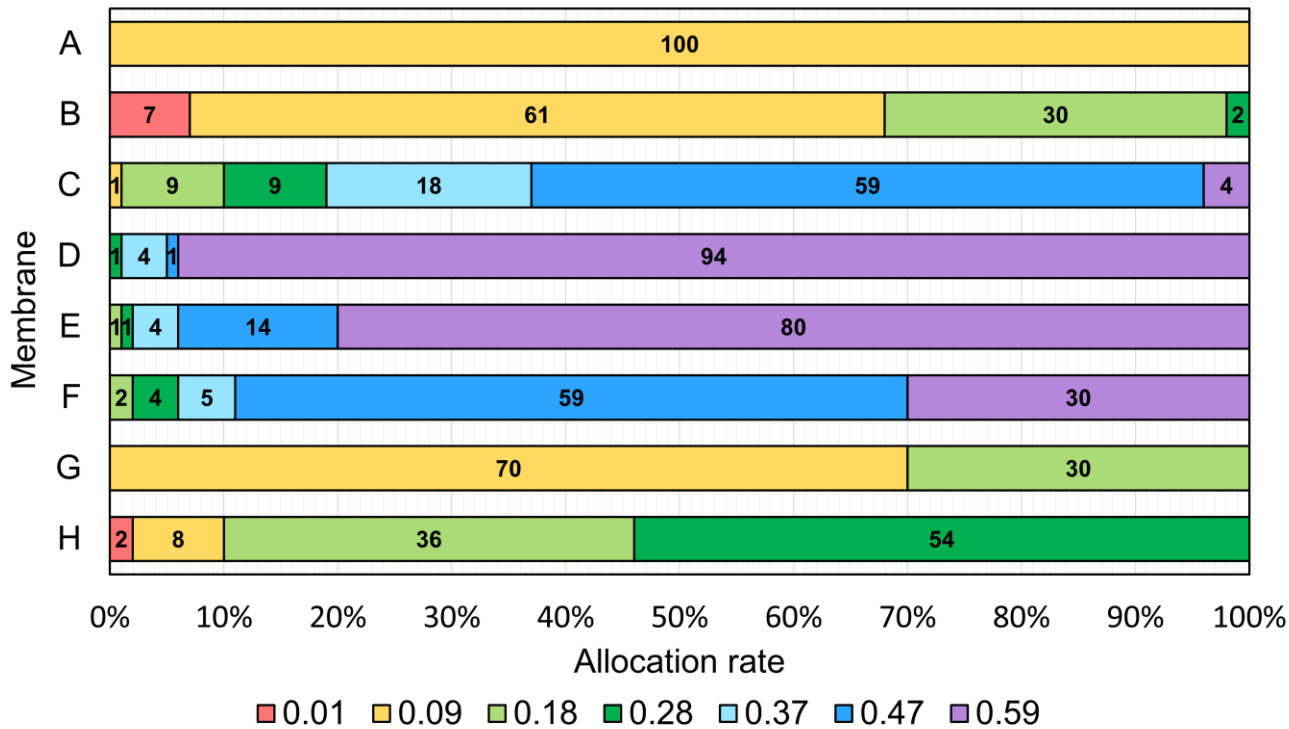


Fig. 35 Allocation rate of friction coefficient as simulation condition

また、本解析において考慮しなかった粒子の膜上速度に対する粒子径の影響についても解析を行って確認した。Fig. 36 に膜材 A に対する MH 粒子の再現モデルを用いて膜材角度を 15 度に設定し、粒子径を変化させたときの膜上速度の計算結果を示す。粒子の径は 4~9 mm の間で 1 mm 刻みで 6 種類の径について計算を行った。Fig. 36 のグラフ内の左側が上昇速度、右側が膜上速度に該当する。膜上速度に関しては、粒子径が小さくなるにつれて膜上速度が増加していることが確認できる。通常、径が大きい粒子の方が粒子に働く浮力が大きくなるため、膜上での速度も増加すると推測できる。しかしながら、Fig. 36 では粒子径の大きさと膜上速度が反比例しており、数値シミュレーション上の別の要因が影響しているのだと考えられる。Fig. 36 で示した関係と同様の結果が実際の MH 粒子でも得られるかは、膜上における粒子の径と流動速度に関する実測データがないため不明である。また、粒子径の違いによる膜上速度への影響を考慮する場合、粒子の膜上流動性の再現モデルにおける前述の静止摩擦係数を定義する方法では粒子径に合わせて静止摩擦係数を定義し直す必要がある。

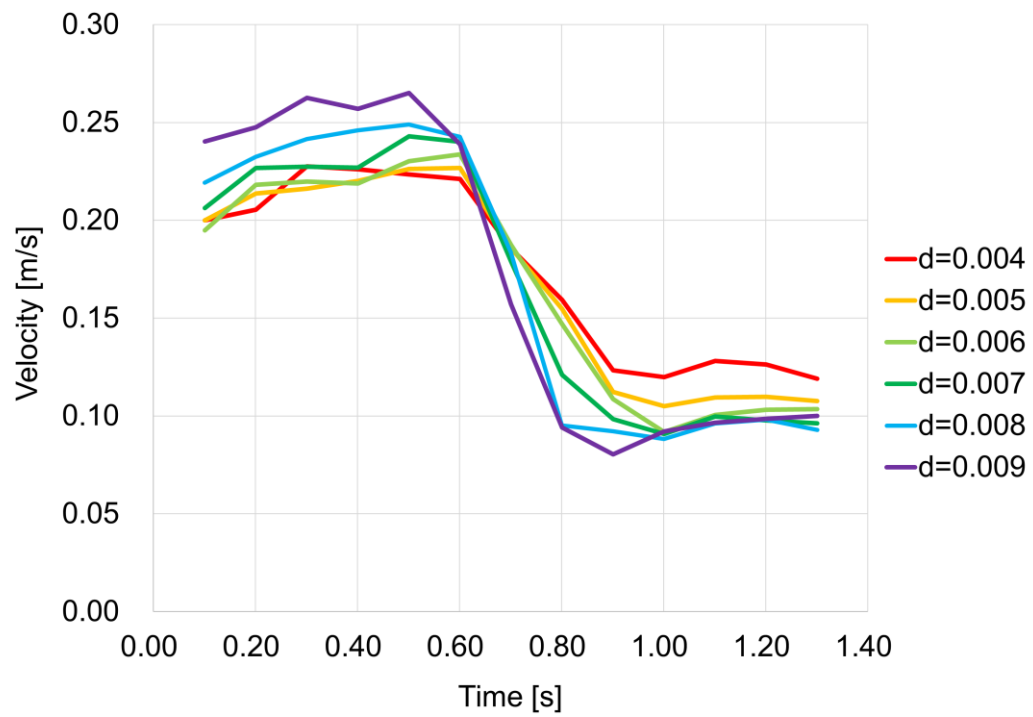


Fig. 36 Velocity of particles for different diameter, d [m] on the membrane A at an angle of 15 degrees

第4章 結言

数値シミュレーションにおいて MH 粒子の運動モデルを構築するため、MH 粒子の水中上昇運動および膜上運動の観測実験を行い、結果の再現を行った。

MH 粒子の海水中における上昇運動に関しては、観測実験より粒子の径が上昇速度に大きく影響する結果が得られた。上昇速度に関する理論式を実測値に近似することで半理論式を取得し、粒子のレイノルズ数と抗力係数の関係を導いた。抗力係数を用いて解析結果が実測値に一致するように解析を繰り返すことで抗力を定義し、数値シミュレーションにおける MH 粒子の上昇速度の再現モデルを構築した。

MH 粒子の膜上運動に関しては、膜材の種類および角度によって粒子の膜上流動性に違いが生じる結果が得られた。数値シミュレーションにおいて粒子・膜材間の摩擦係数をパラメータとして調節することで粒子の膜上速度が変わることから、各角度における静止摩擦係数の値を定義した。それらの値を実験にて得た各膜材に対する粒子の流動割合を再現するように設定することで、数値シミュレーションにおける MH 粒子の膜上流動性の再現モデルを構築した。

したがって、MH 粒子の観測実験で得られた水中上昇速度および膜上流動性については数値シミュレーションにおいて再現可能な運動モデルを提案できると考えられる。しかしながら、本研究に関して上昇運動の場合では径が小さい粒子の速度については推測値であり、粒子の形状およびそれに伴う上昇経路については考慮していない。また、膜上運動の場合では粒子の径と速度、粒子どうしの影響については考慮していない。実際の MH 粒子の運動に関しては様々な要因が影響していると考えられるため、運動モデルにはまだ改善の余地がある。また、再現した運動に関してもより多くの実験データを参考にすればより精度の高いモデルになると考えられる。

MH 粒子の運動モデルの用途としては、MH および MH 粒子の回収に用いる膜構造物の設計に必要なデータを数値シミュレーションにて取得するためである。今回構築した運動モデルでは MH 粒子の膜上流動性を粒子がもつパラメータとして与えた。その場合、検討する膜材に合わせて MH 粒子モデルの設定を変更しなければならない。そのため、膜構造物のモデル側に粒子の流動性をパラメータとして与えることで、様々な構造を有する膜構造物や劣化などで部分的に状態の異なる膜材に対する MH 粒子の挙動への影響を再現することが可能になると考えられる。

参考文献

- (1) 資源エネルギー庁 ウェブサイト
(<https://www.enecho.meti.go.jp/about/pamphlet/energy2023/01.html>)
- (2) MH21-S 研究開発コンソーシアム ウェブサイト メタンハイドレートの基礎情報
(https://www.mh21japan.gr.jp/basic_info.html)
(図 1 「メタンハイドレート」と「メタンガス+水」の相平衡曲線) をもとに作成
- (3) 経済産業省 海洋エネルギー・鉱物資源開発計画, (2024), 50
(参考資料 2. 我が国周辺海域におけるメタンハイドレートの賦存形態) をもとに作成
- (4) 国立研究開発法人海洋研究開発機構 (JAMSTEC)
- (5) 経済産業省 第 62 回 産業構造審議会 産業技術環境分科会 研究開発・イノベーション小委員会評価ワーキンググループ: メタンハイドレート開発促進事業 中間評価 技術評価報告書, (2022), 11-12.
- (6) Y. Sato et al.: Journal of MMIJ, Vol. 129, No. 4 (2013), 124-131.
- (7) S. Aoki et al.: Journal of the Japanese Association for Petroleum Technology, Vol. 85, No. 6 (2020), 309-314.
- (8) H. Watanabe et al.: Japanese J. Multiphase Flow, Vol. 36, No. 4 (2022), 407-414.
- (9) C. Hirose et al.: Deep-Sea Research, Part I, 210 (2024), 104352
- (10) 国土地理院ウェブサイト 全国ランドサットモザイク画像 (データソース: Landsat8 画像 (GSI, TSIC, GEO Grid/AIST), Landsat8 画像 (courtesy of the U.S. Geological Survey), 海底地形 (GEBCO)) をもとに作成
- (11) A. Nagashima: Journal of Physical and Chemical Reference Data, Vol 6, No. 4 (1977), 1133-1166.
- (12) H. Suzuki et al.: Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Vol. 46, No. 408 (1980), 1574-1582.
- (13) T. Tadaki et al.: Journal of Chemical Engineering of Japan, Vol. 25, No. 4 (1961), 254-264.
- (14) I. Lehrer: Journal of Chemical Engineering of Japan, Vol. 9, No. 3 (1976), 237-240.
- (15) P. Englezos et al.: Chemical Engineering Science, Vol. 42, No. 11 (1987), 2647-2658.
- (16) R. Clift et al.: Bubbles, drops and particles, Dover, New York (1978), 112.

謝辞

本論文の作成にあたり、多くの方々にご指導ご協力を賜りました。

指導教員である九州大学大学院総合理工学研究院環境理工学部門エネルギー熱物理科学研究室の渡邊裕章教授には終始適切なご指導を賜りました。ここに深謝の意を表します。

同研究室の甲斐玲央助教には本論文の作成にあたり、適切なご助言を賜りました。深く感謝いたします。

株式会社独立総合研究所代表取締役社長および東京海洋大学特任准教授である青山千春先生には海洋実験および研究に取り組むにあたり、ご助言を賜りました。深く感謝申し上げます。

MH 粒子の膜上運動に関して、東京海洋大学海事システム工学部門の近藤逸人教授、同大学大学院海洋技術研究科海運ロジスティクス専攻2年の小田純平さんには実験データの提供をしていただきました。また、使用した膜材サンプルに関しては太陽工業株式会社に提供していただきました。深く感謝の意を表します。

実環境における MH 粒子の観測実験では、海洋エンジニアリング株式会社およびサンエイマリン株式会社の方々に調査船および ROV による実験を実施していただきました。感謝申し上げます。

本研究は経済産業省の「国内石油天然ガスに係る地質調査・メタンハイドレート研究開発等事業（メタンハイドレートの研究開発）」の一環として国立研究開発法人産業技術総合研究所が実施している「表層型メタンハイドレートの研究開発事業」における基盤技術開発としての「膜構造物の利活用に関する技術開発」プロジェクトの一部であり、経済産業省の資金提供により研究の遂行がされました。深く御礼申し上げます。