

粒子層内での複数落下物体の
特異協調挙動に関する研究

川幡 大知

同志社大学

目次

第 1 章 序論.....	1
1-1 はじめに.....	2
1-2 粉体特有の挙動に関する既往の研究.....	3
1-3 粒子層中の物体落下に関する既往の研究と本研究の立場.....	5
1-4 本論文の概要.....	10
第 2 章 粒子層内固定物体が単一円盤の落下挙動におよぼす影響.....	13
2-1 緒言.....	14
2-2 実験方法.....	15
2-3 実験結果および考察.....	17
2-3-1 実験容器サイズの決定	17
2-3-2 単一円盤の落下挙動の軌跡(固定物体無し).....	18
2-3-3 単一円盤の落下挙動の軌跡(固定物体有り).....	19
2-3-4 固定物体が単一円盤の落下挙動におよぼす影響とその相対高さ	21
2-3-5 固定物体が単一円盤の落下挙動におよぼす影響のメカニズム	23
2-3-6 固定物体形状が単一円盤の落下挙動におよぼす影響とその水平方向距離	24
2-4 結言.....	27
第 3 章 実験解析による粒子層内で生じる 2 円盤の追い越し挙動のメカニズム解析.....	29
3-1 緒言.....	30
3-2 実験方法.....	30
3-3 実験結果および考察.....	31
3-3-1 時間差投入実験での 2 円盤の落下挙動	31
3-3-2 2 円盤の追い越し挙動のメカニズム	36
3-3-3 2 円盤の追い越し挙動が生じる際に第一円盤が減速するメカニズム	40
3-4 結言.....	47

第 4 章 粒子層内で生じる 2 円盤の追い越し挙動のシミュレーション解析.....	49
4-1 緒言.....	50
4-2 シミュレーション方法.....	50
4-2-1 運動方程式.....	50
4-2-1-1 DEM シミュレーション.....	51
4-2-1-2 粒子間接触力.....	52
4-2-1-3 流体抵抗力および転がり摩擦.....	53
4-2-1-4 法線方向および接線方向粒子間相対変位.....	54
4-2-2 シミュレーション条件.....	56
4-2-3 円盤周りの投影充填率.....	58
4-3 結果および考察.....	59
4-3-1 シミュレーションの妥当性確認.....	59
4-3-2 時間差投入シミュレーションにおける 2 円盤の落下挙動.....	62
4-3-3 繰り返し生じる 2 円盤追い越し挙動のメカニズム.....	70
4-4 結言.....	72
Nomenclatures.....	73
第 5 章 粒子層内で生じる 5 円盤の特異協調挙動の発生メカニズムのシミュレーシ ン解析.....	75
5-1 緒言.....	76
5-2 シミュレーション方法.....	77
5-3 結果および考察.....	78
5-3-1 シミュレーション内での特異協調挙動.....	78
5-3-2 粒子層内に生じる接触力のスナップショット.....	83
5-3-3 落下速度と円盤上部の充填率による解析.....	86
5-3-4 特異協調挙動の発生メカニズム.....	91
5-4 結言.....	93

第 6 章 シミュレーションによる特異協調挙動の発生に必要な粒子物性の検討.....	95
6-1 緒言.....	96
6-2 シミュレーション方法.....	97
6-3 結果および考察.....	99
6-3-1 シミュレーション内の円盤の落下挙動とその評価.....	99
6-3-2 層粒子物性が円盤の配置におよぼす影響.....	102
6-3-3 層粒子の質量比が特異協調挙動の発生確率におよぼす影響.....	108
6-3-4 層粒子の質量比が円盤の配置変化におよぼす影響への考察.....	110
6-4 結言.....	115
Nomenclatures.....	116
第 7 章 容器前後壁の摩擦および粒子層間の流体物性が特異協調挙動におよぼす影響 のシミュレーション解析.....	117
7-1 緒言.....	118
7-2 シミュレーション方法.....	119
7-2-1 前後壁面からの摩擦.....	119
7-2-2 流体流れの計算方法.....	119
7-2-3 シミュレーション条件.....	122
7-3 結果および考察.....	124
7-3-1 前後壁面の摩擦が特異協調挙動へおよぼす影響の検討.....	124
7-3-1-1 前後壁摩擦が上に凸の円盤配置へおよぼす影響.....	131
7-3-1-2 前後壁摩擦が下に凸の円盤配置へおよぼす影響.....	133
7-3-2 流体物性が特異協調挙動へおよぼす影響の検討.....	137
7-4 結言.....	146
Nomenclatures.....	148
第 8 章 結論.....	149
References.....	153
謝辞.....	156

第 1 章 序論

1-1 はじめに

製品の製造プロセスにおいて、流動性を持ち、多成分の混合が容易である物質が望まれる。現在取り扱われている約 3000 種の物質中、無機物質の約 75%、有機物質の約 60% が常温常圧下では固体である[1]。一方で、固体は密度が大きいいため、バルクの固体は流動性を有しておらず、産業プロセス内で輸送や混合を連続的に行うことができない。気体や液体のような流体は一般的に固体よりも密度が小さく流動性を有しているため、プロセス内での上記の操作を連続的に行うことができる。産業プロセス内では、固体に流動性を与えるために、「粉体」にする方法が広く用いられている。粉体は固体粒子の集合体であり[2,3]、構成粒子の間に粒子の移動を可能とする空隙を有し流動性を持つため、バルクの固体ではできなかったスクリュウや流体力による管内での輸送、その後の混合操作などを連続的に行うことができる。また粉体にすることで、固体一つあたりの質量が小さくなるため、分量の制御が容易となる。しかし、粉体は外力を構成粒子の各接触点で伝達し不連続な流動挙動を示す特徴や、受けた外力がある値に達すると粒子間でつりあっていた力のバランスが崩れ、保持されていた粒子間隔に滑りが生じバルクの形状が崩壊するといった特徴を持つ。そのため粉体は上述したように流動性を有するが、流体のように連続体として取り扱うことができず、粉体特有の挙動を示すことがある。次節にてその詳細について言及するが、実験による検討を通して多くの粉体特有の挙動が報告・解析されてきた。一方、粒子層の挙動は上述したように層の充填状態や構成粒子間に生じる応力状態に起因するが、各粒子にかかる応力や各粒子の移動速度の取得、流動状態の観察など実験的な検討のみでは解析が困難な部分もある。そういった背景から、粉体挙動の解析には、実験による検討に加えてシミュレーションによる検討も併せて行うことで、粒子個々の微視的観察や定量的な評価が行われてきた。粒子挙動をシミュレーションする手法の一つに、離散要素法シミュレーション(Discrete Element Method, DEM)がある。これは Cundall と Strack[4]により提案された手法で、個々の粉体粒子の接触挙動を離散時間ごとに各粒子に対して運動方程式を解くことにより追跡するため、各粒子にかかる力や速度を用いた解析が容易にできる。また粒子に対して、電場の影響を考慮することでトナー粒子の挙動解析を、流体の影響を考慮することで流動層や固体懸濁液中での粒子挙動の解析を可能としてきたため、粉体挙動の解析だけでなく、幅広い粉体プロセスの設計に用いられてきた[5-9]。シミュレーションによる検討は装置の準備の必要性や事故の危険性がない上に、上述したように各要素(DEM では粒子)の物理量

の取得が容易であるため、現象の解析にとって有用なツールと言える。しかし、パラメータの設定によってはシミュレーション上の現象が実現象と大きく異なる可能性もあるため、コンピューター技術が発展した現代においても、実現象の解明には実験による検討は未だに非常に重要であると言える。

1-2 粉体特有の挙動に関する既往の研究

前節で述べた粉体特有の挙動の例として、回転ドラム内での偏析[10-17]、振動による粒子層内対流のパターン変化[18-26]、振動粒子層の粒度偏析[27-34]などがある。回転ドラム内での偏析に関しては、断面方向の偏析と軸方向の帯状偏析の2種類が存在する。断面方向の偏析に関しては、Heneinら[10]はその偏析が起こる過程が(a)粒子層が一つの塊となって滑る Slipping 域、(b)その塊の上部が崩壊し下部へなだれ込み始める Slumping 域、(c)そのなだれ込みが連続的に生じる Rolling 域、(d)ドラムの回転により上部が盛り上がる Cascading 域、(e)その盛り上がった部分が飛散する Cataracting 域、(f)遠心力によりドラムの内壁に粒子が押し付けられる Centrifuging 域の6種類に分類されることを明らかにし、また回転ドラム内での粒子層の流動状態は粒子の投入量やドラムの回転速度に依存することを明らかにした。帯状偏析に関しては Oyama[11]がこの現象を報告して以降、様々な研究が行われてきた。Taberletら[12]は生じる帯の数は粒子物性、ドラム長さや半径、充填率や角加速度、初期配置に依存すると説明し、その偏析の生じやすさについては Sakamoto[13]が粒子径の異なる粒子を用いた際、大粒子の摩擦係数の増加により帯状偏析が促進されることを報告している。

振動による粒子層内対流のパターン変化については、Faraday[18]が粒子層を振動させた際に層の表面形状が変化するという報告をして以来、上記の回転ドラム内の偏析現象と同様に様々な検討がされてきた粒子層特有の挙動である。粒子層内の対流パターンについては現在以下の3種類が報告されている。①：Faradayによって報告された粒子層中央部に上向き対流ロールが生じ、層表面が山型になる。②：Aokiら[19]によって報告された粒子層中央部に下向き対流ロールが生じ、層表面が谷型になる。③：①・②の対流幅が小さくなり、層内に複数の対流ロール数が生じ、層表面に多くの小山が形成される。粒子層表面が山型を形成するパターン①に対しては、Taguchiら[20]は容器が鉛直上向き方向に移動している際に壁面付近の粒子が水平方向の力を受け、容器が鉛直下

向き方向に移動し始めた際に粒子が自由落下することで、上記の水平方向の力に対する反発力が層中央部でぶつかり合うことで粒子層が山型になると提案した。層表面が谷型になるパターン②に関しては、Aoki ら[19]は振動容器の移動方向が変わる際に、壁面から受ける摩擦によって壁面付近が上向きの対流を形成すると提案した。複数の対流ロールが生じるパターン③に関しては、Aoki ら[21]は壁面近傍と粒子層中央部の圧力の違いによって生じると説明した。

振動粒子層の粒度偏析も多くの解析がなされてきた。Huerta と Ruiz-Suárez[28]は容器底部に大粒子を有する円筒容器内の粒子層に振動を加えた実験から、粒度偏析は振動加速度が 1 以上では慣性が、1 以下では対流が、振幅が小さく周波数が大きい条件下において振動加速度が 1 以上の場合では沈降がそれぞれ支配現象になると説明している。また、質量を一定にしたまま大粒子径を変化させた検討から、層粒子に対する大粒子の相対密度が 1 より大きい(小さい)場合、大粒子の層表面到達時間は短く(長く)なると報告している。Möbius ら[29]による検討で、密度を一定にしたまま大粒子の直径を変化させた条件では、その傾向は逆となった。粒度偏析が生じる条件に対しては、安息角によって決まる臨界粒子径比以下では粒度偏析は生じないことも報告されている[30,31]。Liao ら[32]は、底部に単一の大粒子を有する粒子層へ振動を加えた結果、大きな摩擦係数を持つ大粒子の方が層上部への移動が遅く、粒度偏析が生じにくいことを報告している。

上記以外の粉体特有の挙動として、Pacheco-Vázquez と Ruiz-Suárez は粒子層内への投入物体が示す特異かつ協調性をもった落下挙動(以下、特異協調挙動)を報告している[35]。この挙動は Fig. 1-1 に模式図で示すように、低密度粒子(粒子径： 5.0 ± 0.3 mm, 密度： 14.0 ± 2.0 kg/m³)で構成された奥行きほぼ粒子 1 個分の 2 次元粒子層(横幅×高さ×厚み： $820 \times 1200 \times 5.5$ mm)に高密度の 5 円盤(直径： 25.4 mm, 厚み： 5.2 ± 0.1 mm, 質量： 11.4 g)を水平方向に隙間なく、高さ方向にその下端が粒子層表面から 50 mm の高さとなるように配置し、重力により同時に投入すると、それらが落下に伴って上に凸と下に凸の配置を繰り返しながら鳥の群れが飛ぶように落下する挙動である。次節にて詳しく述べるが、この特異協調挙動の発生メカニズムについては不明な点も多い。現在、特異協調挙動が直接的に問題となっているプロセスは報告されていないが、更なる機能性粒子の作製には、今後より高度な粉体プロセスの制御が求められると考えられる。今回のような粉体特有の挙動である特異協調挙動のメカニズムによって得られた知見はそういった更に精緻な粉体プロセスを設計する際に寄与することが期待できる。

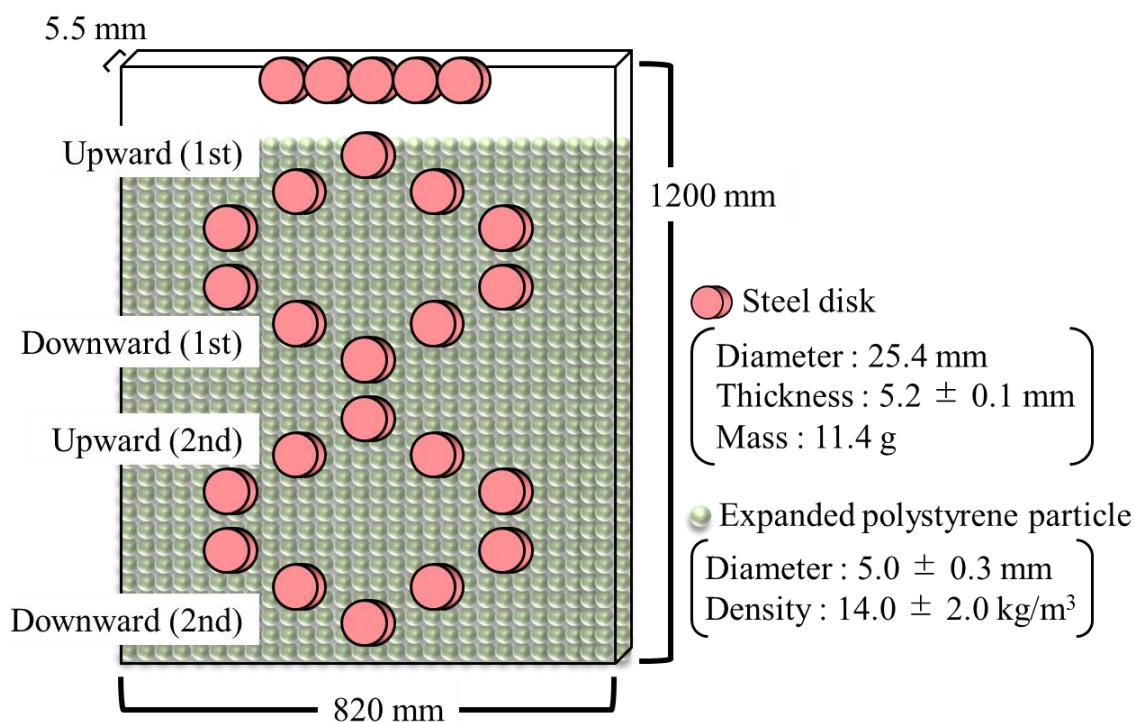


Fig. 1-1 Schematic view of cooperative behavior.

1-3 粒子層中の物体落下に関する既往の研究と本研究の立場

前節で述べた特異協調挙動に関して、Pacheco-Vázquez と Ruiz-Suárez は同報告[35]にて本挙動の初めに生じる上に凸の発生メカニズムを提案している。彼らは円盤と粒子層の衝突時に円盤下部の粒子層が圧密されその部分の層強度が大きくなるため、円盤が円盤下部よりも外側の層強度が弱い粒子層を通過しようとするすることで、それらの間隔が広がり上に凸な配置になると説明している。また、彼らは円盤投入時の水平方向の初期間隔を 0–50 mm の間で変化させ、投入した検討を行い、円盤間隔が小さくなるにつれて上に凸や下に凸の配置が水平に近づくことを報告している。加えて、彼らはその報告内で上記の 2 次元粒子層だけでなく箱型粒子層(横幅×高さ×厚み : 300 × 400 × 60 mm)や円筒粒子層(直径×高さ : 450 × 300 mm)を用いた場合においても、特異協調挙動の発生を確認していることから、容器壁面の形状はその発生メカニズムには関与していないと考えられる。また、本挙動の発生条件を検討するため、円盤や層粒子の密度および直径を変化させた検討(円盤密度-層粒子密度 : 4900-14.0, 257.6-14.0, 7800-2300 kg/m³, 円盤直径-層粒子直径 : 25.4-5.0, 15.2-5.0 mm)を行い、円盤と層粒子の密度比や直径比の条件が本

挙動の発生に必要であることを示唆している。加えて、彼らは落下物体を2個に限定した検討も行っている。その検討では円盤を水平に接した状態で粒子層へ同時に投入した際に、円盤の落下に伴い水平方向の円盤間距離が増加した後、減少したことを報告している。そしてこの落下の際に、2円盤の落下速度が交互に増減を繰り返すことにより、連続的な追い越し挙動が生じることが示されている。また、彼らはこの円盤間の追い越し挙動は、円盤の数が3個や4個の際にも発生することを明らかにしている。本報告より、特異協調挙動の発生条件に対しては円盤と層粒子の密度比や直径比の重要性を示唆している。そして、その発生メカニズムとして初めに生じる上に凸の円盤配置は円盤と粒子層の接触による層強度分布により発生すると提案されており、またその発生メカニズム自体には容器壁面の形状がおよぼす影響は小さいことを示唆している。加えて、円盤配置の変化には複数円盤を投入した際に見られた追い越し挙動が重要であることを示唆している。しかし、彼らの検討では容器壁面の形状に関する摩擦係数や層粒子物性を系統的に変化させた検討は行われておらず、それらが特異協調挙動発生時の円盤配置におよぼす影響についての詳細は不明となっている。また、本挙動の発生メカニズムに関しても彼らは層強度分布の重要性を提案しているものの、複数円盤を粒子層内へ投入した際のフォースチェーンの広がり方に関しての可視化は行われておらず、また上に凸以降に生じる下に凸の配置や2回目以降の上に凸の配置が繰り返すメカニズムについては提案できていない。また、その下に凸や2回目以降の上に凸の配置に対してそのヒントとなり得る複数円盤投入時に見られた追い越し挙動のメカニズムについても本報告内では提案されていない。

この5つの円盤の落下による特異協調挙動は①低密度粒子層への落下、②粒子層への複数物体の落下の2つが関与した挙動であると考えられるが、この両条件を満たすその報告は少ない。しかし、その例として、Goey と Wu[36]や Solano-Altamirano ら[37], González-Gutiérrez ら[38]の報告がある。Goey と Wu や Solano-Altamirano らは奥行き一層の2次元DEMシミュレーションを用いて、5円盤を粒子層内に投入し、シミュレーション内で特異協調挙動の再現に共に成功している。González-Gutiérrez らの研究の詳細については後述する。Goey と Wu の検討では粒子層(横幅×高さ: 400×1300 mm)内のフォースチェーンの広がりや各円盤の落下速度の取得をしているものの、それらと特異協調挙動の発生メカニズムの関係については言及できていない。Solano-Altamirano らの検討では、粒子層(横幅×高さ: 400×800 mm)内で生じるフォースチェーンとその広がり

を示し、落下に伴う円盤の相対位置により、円盤下部のフォースチェーンの広がり
の大きさの大小関係が交互に入れ替わり、これが特異協調挙動の発生に関与して
いると説明している。加えて彼らは同じ報告において、Pacheco-Vázquez らによ
って報告されている 2 次元粒子層での 2 円盤が粒子層内を落下する際の水平方
向の円盤間距離が変化するメカニズムを提案するために、シミュレーションによ
る検討を行っている。その後、容器前後壁面から受ける摩擦や円盤と層粒子
への流体抵抗を考慮することで、シミュレーションにて実験結果に近い 2 円盤
の軌跡を得たことを報告している。彼らは、その 2 円盤の落下に伴って水平方
向距離が変化する現象に対して、流体で生じるベルヌーイの定理のような効果
により、円盤間の粒子流れの速度がそれらの外側領域よりも大きい(小さい)と
き、2 円盤間に引力(斥力)が生じると提案している。González-Gutiérrez ら
の検討では直接的に特異協調挙動に関する検討は行っていないものの、低密
度(14.0 kg/m^3)粒子で構成された流動層中に同時に複数の高密度($1240 - 7850 \text{ kg/m}^3$)球
を投入した際の配置変化について検討している。彼らは、低密度流動層を高
密度球が落下する際、球よりも上部に位置し空気の流体抗力によって動的と
なっている流動領域と、球よりも下部に位置し大きな動きが見られない固定
領域に分かれることを報告している。加えて、彼らは低密度流動層中に 7 個
の球を同時に投入した検討では、特異協調挙動に類似した挙動が見られず、
円盤は右上がりと右下がりの斜めの配置を取りながら落下することを報告し
ている。この配置形状により、粒子層が受ける重力が容器底部から空気の流
体抗力より大きいために粒子層底部に生じるエアースラッグ、および球より
も上部の流動領域と下部の固定領域の共存を可能にしていると提案している。
また、10-34 個の球(密度： 2500 kg/m^3)を低密度流動層に同時に投入した場合
や、同一の密度を有する 24 個の球の密度を変化させ($1240 - 7850 \text{ kg/m}^3$) 低
密度流動層に同時に投入した場合、どちらの条件においても上記のエアースラ
ッグに投入球群が接触する直前でそれらの配置が最も不均一になると報告し
た。投入球の個数の減少および投入球の密度の増加に伴って、配置の不
均一性は小さくなることも併せて報告している。これらの結果から、上記の粒
子流れに加え粒子層間の流体流れも特異協調挙動発生時の円盤配置にとっ
て重要だと考えられる。よって、Solano-Altamirano らの検討から、円盤の
相対位置によって決まるフォースチェーンの広がりとその大小関係が特異
協調挙動の発生に重要であることがわかる。また 2 円盤間の水平方向距離
が物体周りの粒子速度によって変化したことから、上述の複数円盤落下時
の追い越し挙動に対しても物体周りの粒子速度が重要であることを示

唆している。また、González-Gutiérrez らの検討から、上記の粒子流れに加え粒子層間の流体流れも特異協調挙動発生時の円盤配置には大きく関与していると考えられる。しかし、Solano-Altamirano の検討では、フォースチェーンの広がりが大きく(小さく)なる要因までは議論できていない。またそのフォースチェーンの広がりを確認すると、円盤からつながるフォースチェーンが側壁まで連なっており、このフォースチェーンの広がり方は側壁の影響を受けている可能性もあると考えられる。したがって、フォースチェーンの広がりの特異協調挙動の発生メカニズムの関係を議論するには、横幅がさらに大きい容器での検討が必要だと考えられる。また彼らの2円盤による検討に関しても、前後壁面からの摩擦力や実際に受ける流体抵抗力を考慮し実験値とフィッティングをしているものの、それらの外力が特異協調挙動へおよぼす影響の詳細については検討されていない。González-Gutiérrez らの検討では、複数物体を流動層へ投入した検討であり、静止状態の粒子層内へ円盤を落下させた際に生じる流体流れが特異協調挙動へおよぼす影響の詳細は不明であると考えられる。

上述の①低密度粒子層への落下、②粒子層への複数物体の落下のうち、どちらかのみを満たす現象の報告も特異協調挙動のメカニズム解明には重要であると考えられる。まず①に関する研究として、密度の異なる単一球の落下速度に関する研究[39]や直径や密度が異なる円盤の最終落下距離に関する研究[40]がある。Pacheco-Vázquez ら[39]は、低密度粒子(粒子径：2.0 – 6.5 mm，密度： $14.0 \pm 2.0 \text{ kg/m}^3$)で構成された円筒粒子層(直径×高さ：450 × 5500 mm)に対して、質量の異なる(15 - 182 g)直径 40 mm の単一球を投入したところ、低質量球(84 g 以下)では加減速した後、粒子層中で停止するのに対して、高質量球(92 g 以上)では加速した後、減速せず一定速度で落下し続けると報告している。Wu ら[40]は、シミュレーションにより奥行き 1 層の 2 次元粒子層(幅×高さ：400 × 800 mm)を直径 5.0 mm，密度 14 – 490 kg/m^3 の粒子で形成し、そこへ直径 10 – 25 mm の円盤を単一で落下させたところ、粒子密度と円盤直径により円盤の最終落下深さが変化することを報告している。これらの報告より、層粒子の密度や直径が投入物体の落下挙動に大きく影響をおよぼすことがわかった。しかし、これらは投入物体を 1 つに限定した検討であるため、複数物体が落下する際にそれらの間で生じる相互作用の詳細については不明となっている。

一方、②に関する研究として、重力を考慮していない系内に水平に配置された 2 円盤が粒子層内を定速推進する際に円盤間に働く相互作用に関する研究[41]や 2 球を同時に

粒子層に投入する際に水平の初期投入距離を変化させた研究[42]などがある。Kuwabaraら[41]は粒子層内に並列に配置した2円盤が定速移動する際に受ける抗力について調べた際、ある円盤間距離において、円盤間に層粒子が詰まりやすくなるため、単一円盤を移動させた条件よりも移動に対する抗力が大きくなると報告した。Nelsonら[42]は様々な投入距離(0 - 50 mm)で2球(直径: 25.4 mm, 密度: 7800 kg/m³)を同時に粒子(直径: 0.25 - 0.35 mm, 密度: 1500 kg/m³)層へ投入した際に、球間にかかるフォースチェーンによって2球の最終的な水平方向の移動距離は変化するが、垂直方向の落下距離への影響は小さいことを報告した。これらの研究より、複数物体を推進・落下させた際は物体間のフォースチェーンのかかり方や物体周りの粒子流れが単一物体を用いた際と大きく異なることがわかった。しかし彼らの研究では、2円盤を定速推進させる検討や2球の最終的な水平・垂直方向移動距離の取得しかされておらず、円盤が落下する過程での落下速度の増減に関しては明確となっておらず、また2円盤が高低差を有する際に働く相互作用が落下挙動におよぼす影響についてもその詳細は不明であると言える。

以上の報告より、特異協調挙動の発生には層粒子物性や粒子層内のフォースチェーン、円盤周りの粒子流れが大きく関わっていることが予想されるが、その発生メカニズムについては不明な部分が多く、また本挙動の発生に必要な条件は明確に示されていないと言える。そこで本研究では、特異協調挙動の発生メカニズムの提案と発生条件の解明を目的として、実験とシミュレーションによって検討した。両者による検討が必要と考えたのは、次の理由のためである。上述したように本現象は粒子流れが円盤の落下挙動におよぼす影響について不明な点が多い。したがって、それらの点については実験において実際に起こる現象を本研究でも確認および観察が必要だと考えたためである。また、シミュレーションはパラメータの設定・抽出や層粒子の流動状態の観察が容易な点でメリットがあるため、特異協調挙動の発生メカニズムの解明や必要条件の提案のためにはシミュレーションでの検討も必要だと考えたためである。実験では、特に円盤周りの粒子流れが円盤の落下挙動におよぼす影響を調べるため、まず円盤を一つ固定した条件で単一円盤の落下挙動を観察した。これは特異協調挙動のメカニズムにとって重要と考えられる2円盤の追い越し挙動において、円盤同士がおよぼしあう影響を考える際に、両円盤が落下している条件では現象が複雑であるため、片方が固定された条件での挙動をまず理解する必要がある。次に同じ粒子層を用いて2円盤を時間差をつけて投入し、2円盤の追い越し挙動のメカニズムを検討した。これは特異協調挙動の円盤落下過程で円

盤間の高低差は大きく変動し、2 円盤の高低差により円盤間の相互作用の大きさが変化すると考えたためである。また上述したように、2 円盤が落下している状態で円盤周りの粒子流れが円盤配置に大きく影響をおよぼすと考えられるため、特に円盤周りの粒子流れに着目して検討を行った。つづいて、奥行き一層の粒子層での上述した 2 円盤の時間差投入時の落下挙動をシミュレーションによって解析し、本シミュレーションの妥当性を確認し、上記実験時のフォースチェーンや粒子流れの情報を得た。また、2 円盤の追い越し挙動の繰り返し発生は特異協調挙動のメカニズムを考えるうえでも非常に重要であるため、これらの情報より 2 円盤の時間差投入実験で提案した追い越し挙動のメカニズムの詳細を確認した。そして、シミュレーションを用いて 5 円盤を投入し、特異協調挙動の発生メカニズムを提案した。特異協調挙動は 5 円盤投入時に示す挙動であり、2 円盤の追い越し挙動のメカニズムのみでは発生メカニズムの提案は十分でないと考えられるため、本検討を通して、5 円盤の投入による特異協調挙動のメカニズムを提案した。次に、層粒子物性を変化させ、特異協調挙動の発生条件の詳細を検討した。上述したように、層粒子物性によって投入物体の落下挙動は大きく変化するため、粒子物性を系統的に変化させることで特異協調挙動の発生条件の詳細が調べられると考えたためである。最後に、前後壁面の摩擦力や粒子層間の流体流れが特異協調挙動におよぼす影響を検討した。これは、Solano-Altamirano ら[37]が報告したように、2 円盤の落下挙動に大きな影響をおよぼした前後壁面の摩擦力は 5 円盤の特異協調挙動にも大きな影響をおよぼしうると考えたためである。また、円盤周りの粒子流れの影響を検討するためにも、流体流れの影響の検討は重要な項目であると言える。

1-4 本論文の概要

本論文は 8 章からなり、それぞれの章の概要は以下のとおりである。

第 1 章では、本研究の背景および本研究に関連する既往の研究をまとめ、本論文の目的と構成について述べた。

第 2 章では、粒子層内での円盤の相対位置が円盤周りの粒子流れと落下挙動におよぼす影響を観察するために、円盤や種々の形状の物体を粒子層内に固定した状態で単一円盤を投入した際の落下挙動を観察した。本検討では、層内固定物体と投入円盤との水平方向表面間距離(5 - 50 mm)を変化させ、また層内固定物体の投影形状も 4 種類(円形、

正方形，上部長方形-下部円形，上部円形-下部長方形)用いた。固定物体の形状が円盤の落下挙動におよぼす影響に関しては，不明な点も多くあったものの，形状に関わらず固定物体と円盤の水平方向表面間距離が 30 mm 以上では，円盤の落下挙動におよぼす影響は小さいことが示された。その水平方向距離が 30 mm 以下では，固定物体の高さの範囲に落下物体の一部が含まれる場合にはその存在の影響を受けることがわかった。これは固定物体の存在により円盤周りの粒子流れが抑制されるためであると考えられる。一方で，それ以外の落下円盤が固定物体よりも上部や下部に位置する際，円盤の落下速度は固定物体の存在の影響を受けず，落下速度は一定値を取った。

第 3 章では，2 円盤の追い越し挙動のメカニズムを検討するために，2 円盤を時間差や初期投入距離を変化させ粒子層内に投入した(時間差：0.0 – 0.154 s，初期投入距離：0 – 100 mm)。初期投入距離が 10 mm の条件では時間差が 0.076 s 以内で，また時間差が 0.02 – 0.03 s の条件では 60 mm 以下で 2 円盤の追い越し挙動が生じることが確認された。そして，その追い越し挙動は先に投入した円盤の減速により生じ，その減速は円盤上部の充填率増加に伴う円盤周りの粒子流れの抑制によって生じることがわかった。

第 4 章では，第 3 章で提案した 2 円盤の追い越し挙動のメカニズムの詳細を確認するために，また 2 円盤を落下させたことによる粒子層内のフォースチェーンの広がり方への影響を観察するために，奥行き一層の 2 次元 DEM シミュレーションを用いて，2 円盤を時間差 0.076 s，初期投入距離 10 mm の条件で 2 円盤を投入した。本シミュレーションにおいて 2 円盤の追い越し挙動を複数回確認し，各追い越し挙動が第 3 章にて提案したメカニズムで生じていることを確認した。また，追い越し挙動が繰り返し生じる際において，円盤上部領域の充填率の増減が確認できた。これは，追い越した円盤下部から追い越された円盤上部への粒子流れが，追い越し挙動が生じた後，追い越された円盤下部から追い越した円盤上部へと粒子流れの方向が変化することにより，両円盤上部の充填率が変化したと考えられる。また，複数円盤を投入したことによるフォースチェーンの広がりへの影響については，2 円盤でその広がり方が変化する前後で落下速度を比較したところ，円盤下部の領域でフォースチェーンの重ね合わせが生じ，その広がりが大きくなっているものの，落下挙動への影響は小さいことがわかった。

第 5 章では，特異協調挙動の発生メカニズムを提案するために，第 4 章と同じく 2 次元 DEM シミュレーションを用いて 5 円盤を粒子層へ同時に投入した。横幅の異なる粒子層(900, 2700 mm)を用いた際に，両条件において特異協調挙動の発生高さに大きな違

いが見られなかったことから、本シミュレーション条件では粒子層の横幅が 900 mm の条件でメカニズムの検討をしても問題ないことが示された。そして粒子層内のフォースチェーン、円盤上部領域の充填率、円盤周りの粒子流れをもとに特異協調挙動の発生メカニズムを提案した。その結果、始めの上に凸の円盤配置は Pacheco-Vázquez らが提案したように、円盤と粒子層が衝突時のフォースチェーンによって生じることがわかった。また、下に凸の配置は 2 円盤による追い越し挙動が各円盤間において時間差で生じることで生じることがわかった。

第 6 章では、特異協調挙動の発生条件を検討するために、第 5 章のシミュレーション系において 5 円盤を投入する粒子層の粒子物性(密度、直径、摩擦係数)を変化させた。また本章では、異なる 10 種類の初期充填構造を用いることで、充填構造のわずかな差異が特異協調挙動へおよぼす影響も検討した。その結果、密度や直径の増加に伴う層粒子の質量増加によって初期充填構造のわずかな差の影響を受けやすくなり、特異協調挙動の発生確率が減少することが確認された。また、その層粒子質量の増加に伴い、上に凸の配置に関しては円盤と粒子層が衝突時のフォースチェーンの広がり方が横方向におおきくなることで、下に凸の配置に関しては円盤落下時の粒子流れの方向が水平に近づくことで、それぞれの円盤の配置が水平に近づくことがわかった。一方で、層粒子の摩擦係数がおよぼす影響は密度や直径に比べると小さいことがわかった。

第 7 章では、容器前後壁の摩擦と粒子層間の流体流れが特異協調挙動へおよぼす影響を検討するために、前章までの DEM シミュレーションに前後壁から受ける摩擦力と詳細な流体流れを考慮し、前後壁面-円盤・粒子間の摩擦係数と流体物性(粘度、密度)を変化させた。その結果、摩擦係数の増加に伴い、上に凸の配置に関しては円盤と粒子層が衝突時のフォースチェーンが下方向に大きくなることで、下に凸の配置に関しては円盤の落下速度が減少したことによって円盤周りの粒子流れが変化することで、それぞれ上に凸の配置は閾値未満で、下に凸の配置は閾値以上で水平に近づくことがわかった。流体物性に関しては、特異協調挙動発生時の円盤配置に対して粘度の影響は小さく、密度は閾値以上で下に凸の配置のみが水平に近づくことがわかった。この結果は動粘度を用いて整理することができず、密度の増加の影響を受け円盤の落下が抑制されたことによる粒子流れや層粒子の移動速度の減少によるものだということがわかった。

第 8 章は結論であり、本論文での研究成果をまとめた。

第 2 章 粒子層内固定物体が単一円盤の落下挙動におよぼす影響

2-1 緒言

前章で述べたように、特異協調挙動は5つの高密度円盤を低密度粒子層内に投入した際に生じる挙動であり、各円盤の落下速度が増減を繰り返すことで生じる。そして、この落下速度の増減は、粒子層を介して円盤間に生じる相互作用の影響により生じると考えられる。そこで、Pacheco-Vázquez と Ruiz-Suárez[35]が検討しているように、粒子層内の複数円盤の落下挙動の基礎的知見を得るためには、落下させる円盤の数を2つに限定した検討が有用であると言える。

Pacheco-Vázquez と Ruiz-Suárez は同報告においては2円盤を同時に投入した検討において、それらの間に斥力や引力が働くことで円盤間の水平方向距離を変化させながら落下することを報告した。その落下挙動に対して、Solano-Altamirano ら[37]は上記の斥力や引力は流体で生じるベルヌーイの定理のような効果により、円盤間の粒子流れの速度がそれらの外側領域よりも大きい(小さい)とき、2円盤間に引力(斥力)が生じると提案している。また、Nelson ら[42]は様々な水平投入距離(0 – 50 mm)で2球を同時に投入した際に、球間にかかるフォースチェーンによって2球の最終的な水平方向の移動距離は変化するが、垂直方向の落下距離への影響は小さいことを報告した。しかし、Solano-Altamirano らや Nelson らは2物体を粒子層へ同時に投入しており、円盤間に高低差をつけた際の検討はされておらず、その際に両円盤にかかる垂直方向の力の変化については不明である。したがって、2円盤の追い越し挙動のメカニズムを考えるにあたり、円盤間に高低差がある条件下での落下挙動を調べる必要がある。しかし、2円盤が同時に動いている系では、円盤周りの粒子の流動状態が円盤の落下挙動におよぼす影響を観察することは困難だと考えられたため、片方の円盤を固定した検討を行う必要がある。

そこで本章では、円盤周りの粒子流れが円盤の落下挙動におよぼす影響を観察するために、粒子層内に円盤を固定し単一円盤の投入実験を行った。さらに、物体同士が粒子層を介して生じる相互作用の影響を検討するために、固定物体と投入円盤の水平方向表面間距離と固定物体の形状を変化させ、その影響を検討した。

2-2 実験方法

本実験での実験装置は Pacheco-Vázquez と Ruiz-Suárez[35]によって行われたもの(横幅×高さ×厚み：820×1200×5.5 mm)よりやや横幅と高さが小さいものの、それ以外の条件は類似の条件で行った。Fig. 2-1 に実験容器(材質：ポリ塩化ビニル、横幅×高さ×厚み：350×500×5.5 mm)の概略図を示す。なお、容器壁面と層粒子間に生じる静電気力が円盤の落下挙動におよぼす影響を軽減するため、容器の内側へ帯電防止剤(Z-292, HOZAN)を塗布した。はじめに円形固定物体(直径：25.4 mm，厚み：5.5 mm)を固定物体の右端と上端が容器内の右端から 74.6 mm，粒子層表面から 162 mm の位置となるように固定した。次に、帯電防止加工されている発泡ポリスチレン粒子(粒子径：5.08±0.17 mm，質量：1.45±0.25 mg，球形度：0.93±0.03，古川商店)を公称目開き 4.0 mm の篩を用いて篩い分けした後、篩上に残った粒子を充填することで、高さ 425 mm の奥行き一層の 2 次元粒子層を作成した。そして、鋼製円盤(材質：SUS304，直径：25.4±0.01 mm，厚み：5.22±0.01 mm，質量：20.2±0.01 g)を円盤の下端が粒子層から表面間距離で 50 mm の高さに、また円盤と固定物体との水平方向の初期投入表面間距離 d_s を 5–50 mm の範囲で変化させ、投入した。そして、その挙動を高速度カメラ(HAS-L1 Basic Ver.2.11C for 64 Bit, 500 fps)を用いて正面から撮影し、動画解析ソフト(Dipp-Motion Pro (Ver2.24d)，ディ

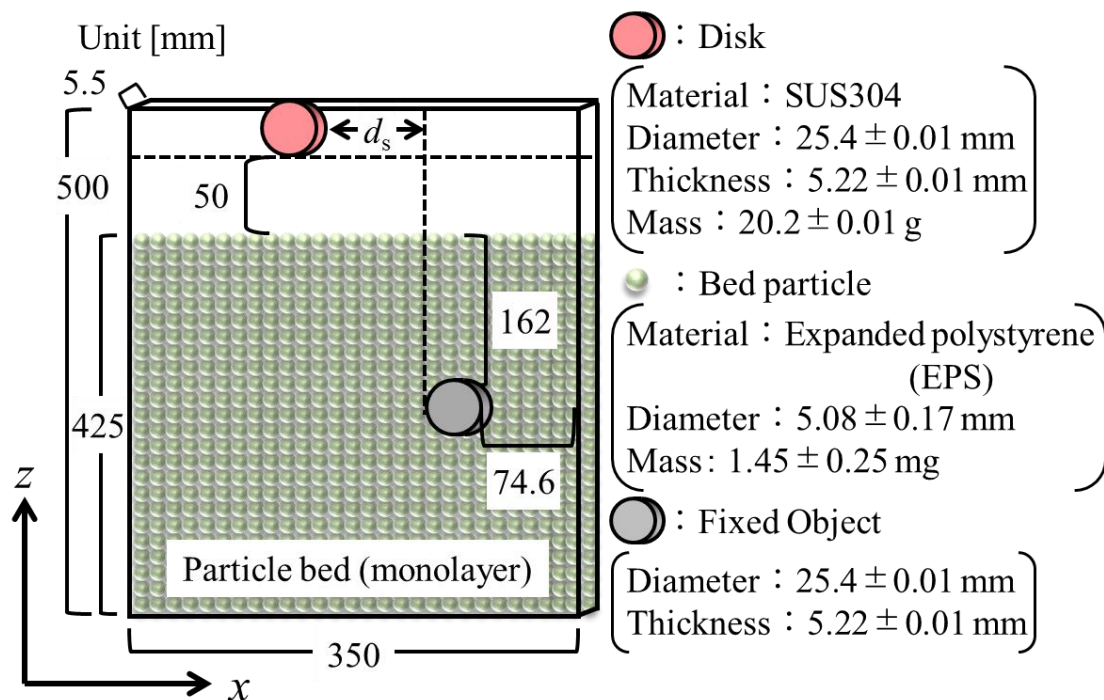


Fig. 2-1 Schematic view of experimental apparatus.

テクト) を用いて、投入物体の粒子層内での位置を追跡することによって2次元の軌跡を得た。実験毎に前壁に磁石を近づけ円盤で粒子層をかき混ぜ、すべての条件下でランダムな充填状態を得た。Tables 2-1, 2 に実験条件の詳細を示す。また固定物体の形状がおよぼす影響を検討するため、円形固定物体に加え、Fig. 2-2 に示す形状((a): 円形, (b): 正方形, (c): 上部長方形-下部円形, (d): 上部円形-下部長方形, 高さ: 25.4 mm, 横幅: 25.4 mm, 厚み: 5.5 mm)の固定物体を用いた。

Table 2-1 Experimental conditions for each component.

		Disk	Bed particle	Fixed Object
Mass	m [g]	20.2 ± 0.01	$1.45 \pm 0.25 \times 10^{-3}$	-
Diameter	d [mm]	25.4 ± 0.01	5.08 ± 0.17	25.4 ± 0.01
Thickness	t [mm]	5.22 ± 0.01	-	5.22 ± 0.01

Table 2-2 Experimental conditions for container.

Particle bed height	h	[mm]	425
Particle bed width	w_x	[mm]	350
Length from bed surface	L	[mm]	50
Container height	w_z	[mm]	500
Thickness	t	[mm]	5.5

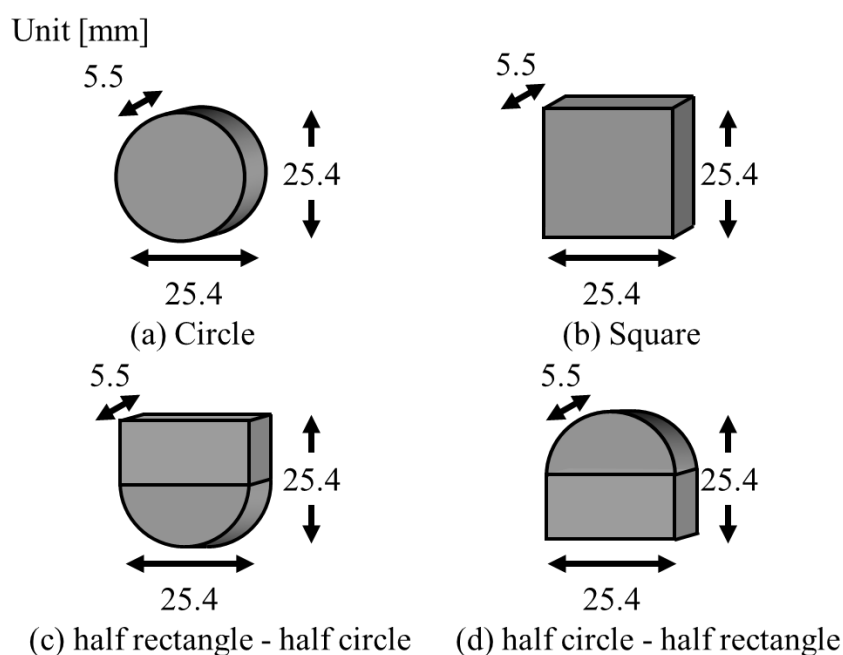


Fig. 2-2 Shapes of the fixed object in the particle bed.

2-3 実験結果および考察

2-3-1 実験容器サイズの決定

2-2 で述べたように、本実験は 5 円盤投入時に生じる特異協調挙動が報告された粒子層(横幅×高さ：820×1200 mm)よりも小さい粒子層(横幅×高さ：350×500 mm)を用いるため、固定物体が円盤の落下挙動におよぼす影響を検討する前に、特異協調挙動が生じるかどうかを確認する必要がある。そこで、5 つの円盤(直径：25.4 mm, 厚み：5.22±0.1 mm, 質量：20.2 g)を水平に隙間なく配置し、粒子層表面から 50 mm の高さから投入し、Fig. 1-1 に示したような特異協調挙動の発生の有無を調べることで、粒子層サイズの妥当性を確認した。**Fig. 2-3** に我々の実験装置を用いた際の 5 つの円盤の落下挙動のスナップショットを示す。なお図中に記載の時間は、円盤が粒子層に触れた時間を 0.00 s とした際の経過時間を示す(Fig. 2-3 (a))。経過時間が 0.18 s の際に、円盤は上に凸の配置(Fig. 2-3 (b))を形成していることがわかる。また、0.24 s では水平(Fig. 2-3 (c))、0.38 s では下に凸の配置(Fig. 2-3 (d))を形成していることがわかる。その後も、円盤は 0.46 s で再び水平(Fig. 2-3 (e))、0.58 s では上に凸(Fig. 2-3 (f))の配置を形成していることがわかる。これらの結果から、本研究で用いる粒子層サイズにおいても 5 円盤の特異協調挙動の発生が確認できた。

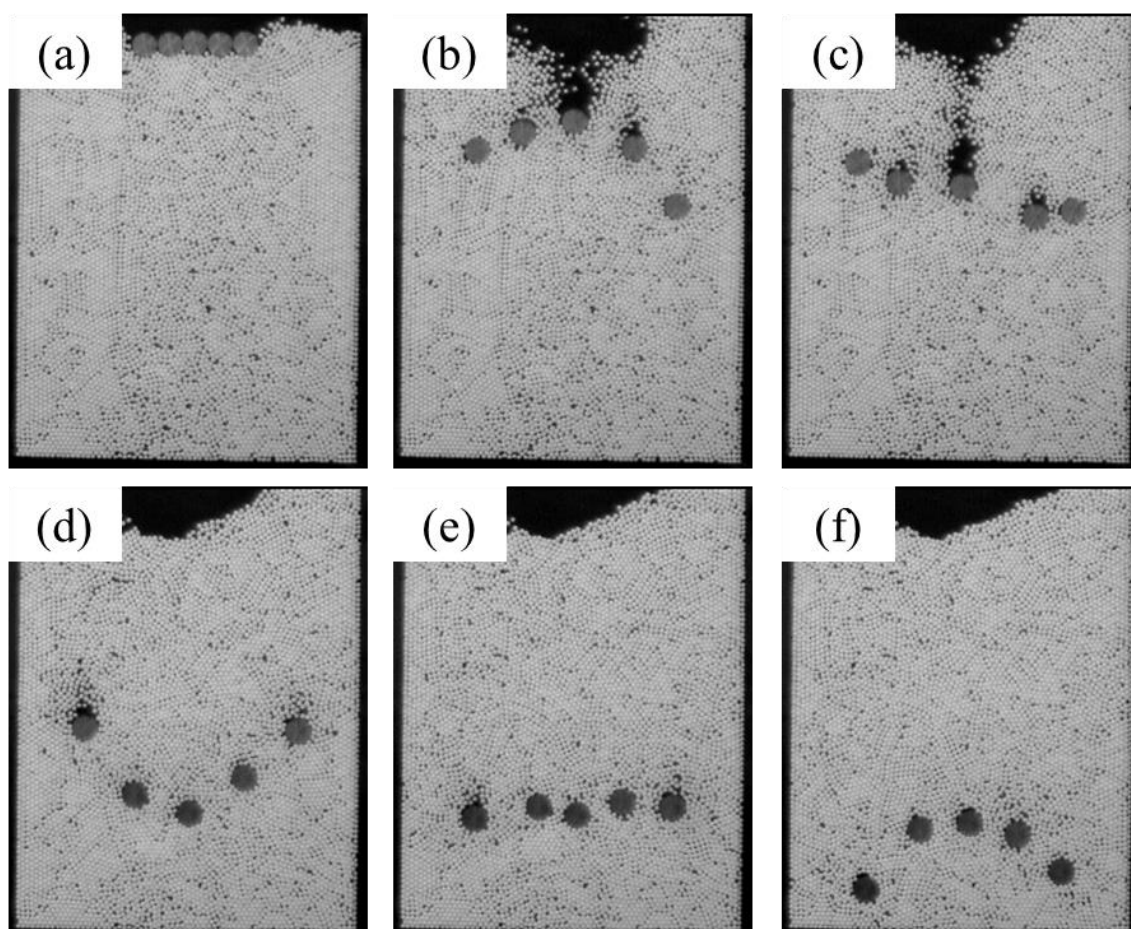


Fig. 2-3 Snapshots of five-disk falling behavior in the EPS particle bed at (a) 0.00 s, (b) 0.18 s, (c) 0.24 s, (d) 0.38 s, (e) 0.46 s, and (f) 0.58 s after the disks entered the particle bed [44].

Copyright 2021 The Society of Powder Technology, Japan

2-3-2 単一円盤の落下挙動の軌跡(固定物体無し)

Fig. 2-4 に単一円盤の軌跡と経過時間に対する円盤の z 座標(高さ)の値を示す。なお、各プロットの間隔は 0.02 s であり、円盤と粒子層が衝突した時間を 0.00 s とした。結果より、3 回行った検討の結果にほとんど違いは見られず、粒子層の状態がほとんど同じであると言える。また、円盤は z 座標が 50–350 mm 付近で落下速度はほぼ一定値になっていることがわかる。よって、**Fig. 2-3** で示した特異協調挙動を引き起こす要因である落下中での円盤の速度変化は単一円盤では生じないことがわかった。

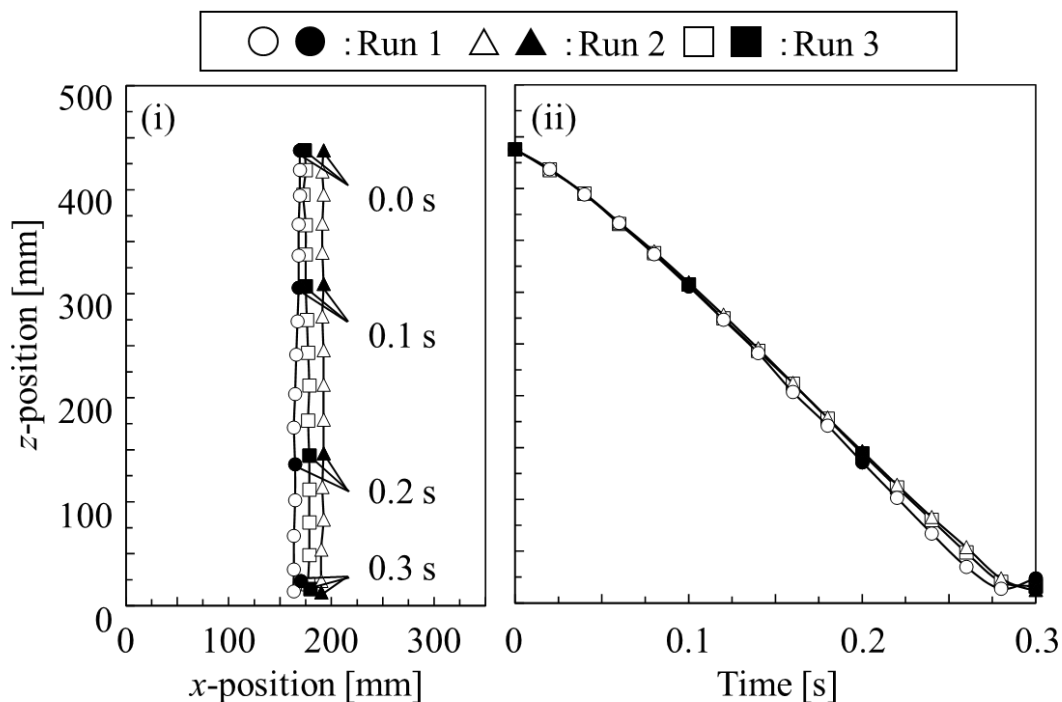


Fig. 2-4 Trajectories(i) and dependences of disk z -position on time(ii) for single-disk falling behavior at 0.02 s intervals.

2-3-3 単一円盤の落下挙動の軌跡(固定物体有り)

固定物体の存在が投入円盤の落下挙動におよぼす影響を観察するために、Fig. 2-5 に円形(a), 正方形(b)固定物体との水平方向の初期投入表面間距離 d_s が異なる条件(黒色 : 5 mm, 赤色 : 30 mm)での、投入円盤の軌跡(i)と経過時間に対する z 座標(ii)を示す。図中の破線は固定物体の中心高さを表し、また比較のため Fig. 2-5 (c)に固定物体がない条件での軌跡も示す。Fig. 2-5 (c)より、 d_s が異なる条件においても円盤の軌跡や落下速度に大きな違いは見られないため、固定物体がない条件において円盤の落下挙動は投入する場所に依存しないことがわかった。次に Fig. 2-5 (a), (b)より、 $d_s = 30$ mm の条件では、固定物体がない条件に比べても落下円盤の軌跡および、落下速度に大きな違いが生じていないことがわかる。一方、Fig. 2-5 (a-i), (b-i)より、 $d_s = 5$ mm の条件では固定物体近傍で円盤がその存在の影響を受け、軌道が左に変化していることがわかる。加えて Fig. 2-5 (a-ii), (b-ii)より、固定物体の影響を受けるため、 $d_s = 30$ mm の条件に比べ、プロットの傾き(落下速度)が緩やかになって(減少して)いることがわかる。また、固定物体の形状による落下挙動への影響は同程度のように見られる。これらの結果より、固定物体の存在により、円盤の落下挙動が変化することがわかった。

2-3-4 固定物体が単一円盤の落下挙動におよぼす影響とその相対高さ

粒子層内固定物体が単一円盤の落下挙動に影響をおよぼす領域を詳細に検討するために、Fig. 2-6 に示すように固定物体の中心から上下 100 mm の領域に着目し、その領域を円盤と固定物体の相対高さ H_r で $100 - 25.4$, $25.4 - -25.4$, $-25.4 - -100$ mm の 3 つの領域に分けた。なお、この 25.4 mm (-25.4 mm) という値は落下円盤の下端(上端)と固定物体の上端(下端)の垂直方向距離が 0 になる位置を表す。Fig. 2-7 に表面間距離 d_s が異なる条件(黒色 : 5 mm, 赤色 : 30 mm)での各 H_r に対する落下速度 V_z を示す((a) : 円形固定物体, (b) : 正方形固定物体)。Fig. 2-7 (a)より $d_s = 5$ mm の条件では、円盤が固定物体より上部に位置する $H_r = 100 - 25.4$ mm の領域では、 V_z がある程度の一定値を取っていることがわかる。そして、円盤が円形固定物体に近づいた $H_r = 25.4 - -25.4$ mm の領域で V_z が減少し、その後円盤が円形固定物体の横を通過した $H_r = -25.4 - -100$ mm の領域では、 V_z が減少した値付近である程度の一定値を取っていることがわかる。この H_r に応じた V_z の変化は $d_s = 30$ mm の条件では見られなかった。また、Fig. 2-7 (b)から分かるように正方形固定物体を用いた条件においても、円形固定物体と同様の傾向が見られた。円盤が固定物体近傍で落下速度が減少した原因について議論するにあたり、円形固

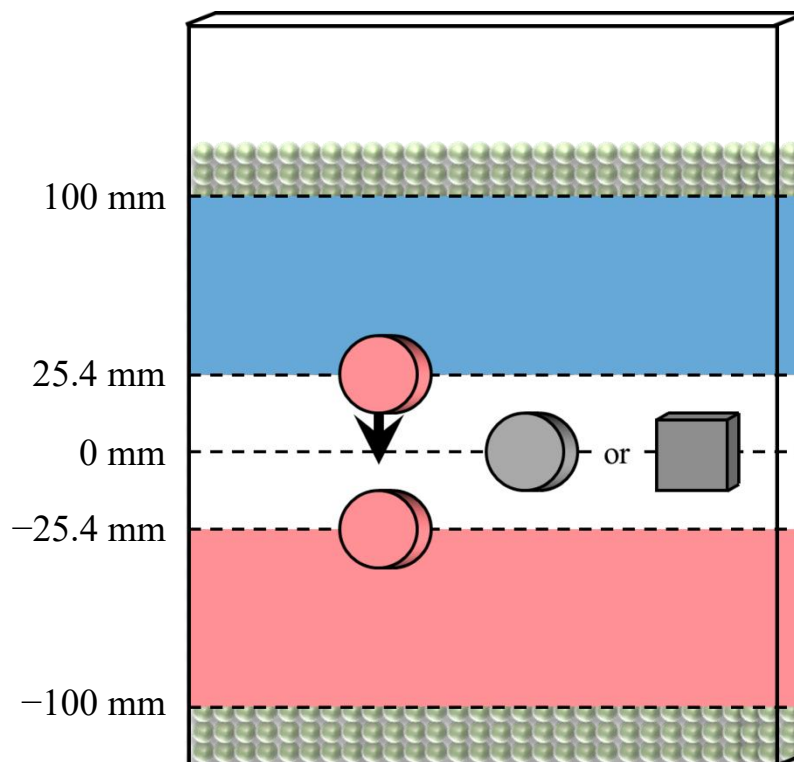


Fig. 2-6 Schematic view of region to obtain the falling velocity.

定物体と正方形固定物体を用いた条件では円盤の落下挙動の変化に大きな違いは見られなかった。そこで円形固定物体に着目し、固定物体が円盤の落下挙動におよぼす影響を検討した。動画にて、円盤の落下挙動を確認したところ、円盤と固定物体の相対高さによって円盤の落下によって生じる粒子流れが変化していることが確認できた。その粒子流れの変化と円盤の落下速度の減少の関係を次項にて考察した。

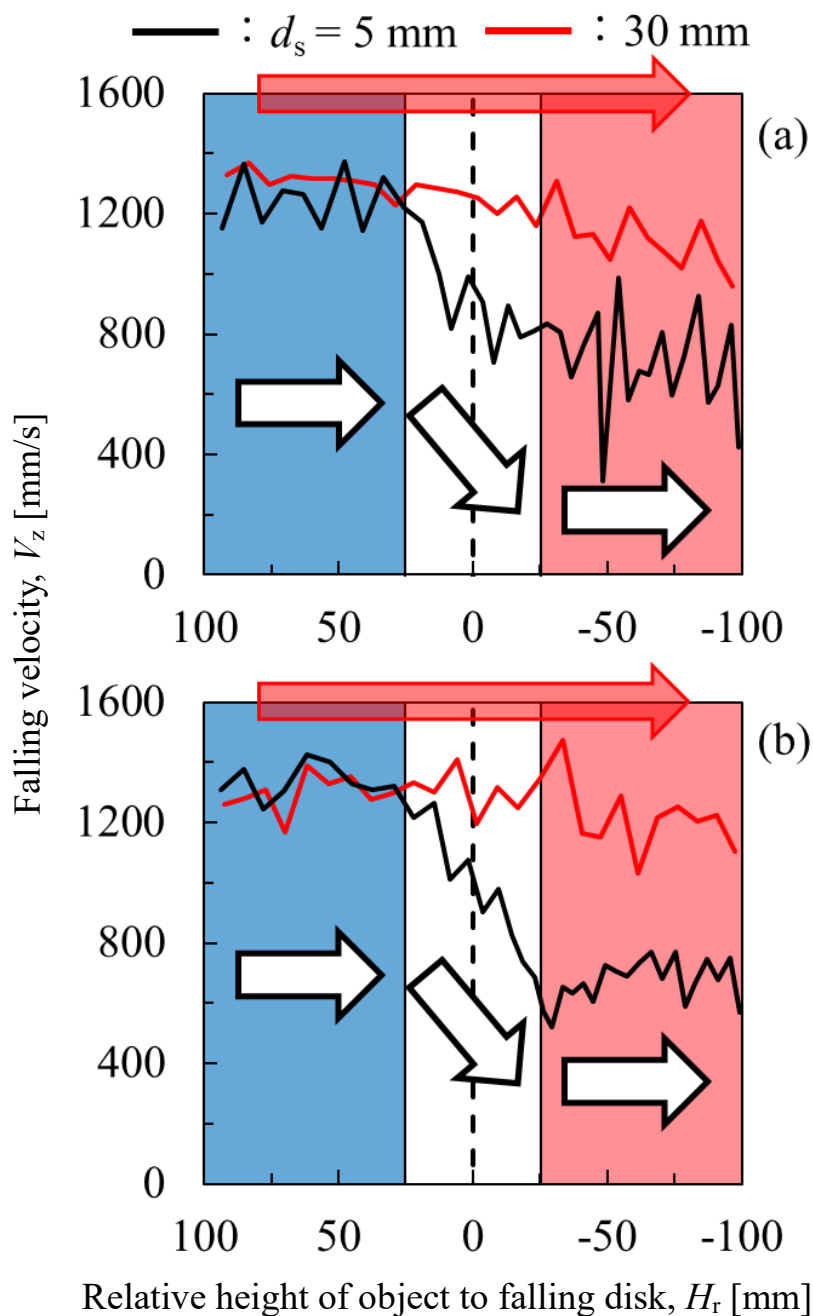


Fig. 2-7 Variation of the falling velocity as a function of relative height of circular (a) and square (b) object to falling disk in a particle bed.

2-3-5 固定物体が単一円盤の落下挙動におよぼす影響のメカニズム

Fig. 2-8 に動画にて確認した各相対高さにおける円盤周りの粒子流れの模式図((a): $25.4 \text{ mm} < H_r$, (b): $-25.4 < H_r < 25.4 \text{ mm}$, (c): $H_r < -25.4 \text{ mm}$)を示す。Fig. 2-8 (a)より、落下円盤が固定物体よりも上部に位置する領域では、落下円盤は固定物体の存在の影響を受けない。そのため、円盤周りの粒子流れに大きな変化は見られず、落下速度も一定値を取る。その後、円盤の落下が進行し固定物体に近づくことで、Fig. 2-8 (b)に示すように、固定物体の存在の影響を受け固定物体側の円盤周りの粒子流れが抑制されていることが確認できた。粒子流れが抑制され円盤下部の粒子の移動が制限されることにより、円盤落下に対する抵抗力が大きくなる。そのため、固定物体近傍ではその存在の影響を受け、落下速度が減少したと考えられる。固定物体近傍を通過した後(Fig. 2-8 (c))では、円盤の落下速度が一度減少したため、固定物体の存在の影響を受ける前に比べ円盤周りの粒子流れが抑制されているため、落下速度は減少した値で一定値を取ったと考えられる。

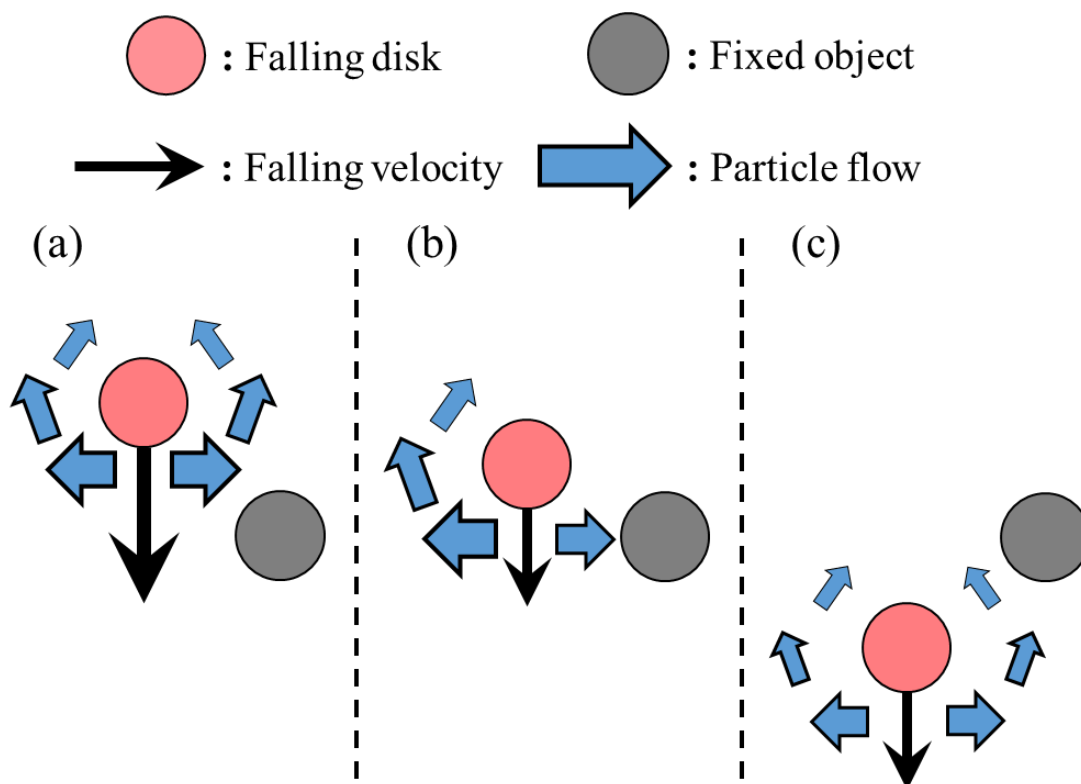


Fig. 2-8 Schematic diagram of particle flow

at various relative height of object to falling disk, H_r .

((a): $25.4 \text{ mm} < H_r$, (b): $-25.4 < H_r < 25.4 \text{ mm}$, (c): $H_r < -25.4 \text{ mm}$)

2-3-6 固定物体形状が単一円盤の落下挙動におよぼす影響とその水平方向距離

Fig. 2-9 に各固定物体形状での d_s に対する固定物体上部領域((a), $H_r = 100 - 25.4$ mm) と下部領域((b), $H_r = -25.4 - -100$ mm)での平均落下速度を示す。なお、各条件 5 回の平均値を示す。Fig. 2-9 (a)より、固定物体よりも上部の領域では d_s に関わらず平均落下速度の値は 1250 - 1450 mm/s を取っており、固定物体の影響は小さいと言える。一方固定物体下部領域では Fig. 2-9 (b)より、 $d_s \geq 30$ mm の範囲において、平均落下速度の値は各条件でそれぞれほぼ一定値を取っていることがわかる。しかし、 $d_s < 30$ mm の範囲では固定物体形状に関わらず、 $d_s \geq 30$ mm での平均落下速度に比べ減少していることがわかる。よって、固定物体下部の領域での $d_s = 30$ mm の条件において円盤の落下速度の傾向に変化が見られ始めたことから、円盤が落下する際の相互作用は円盤表面から 30 mm の範囲付近までおよぶと考えられる。これは層粒子径の約 6 倍の大きさに当たり、排出口から連続的な流れには、その排出口径は層粒子径の 6 倍以上が求められることに起因すると考えられる[43]。次に、固定物体形状が円盤の落下挙動におよぼす影響を検討するために、固定物体の存在の影響を受けると考えられる $d_s < 30$ mm の範囲での落下速度の平均値と、影響を受けないと考えられる $d_s \geq 30$ mm の範囲での落下速度の平均値の差を算出した。その値は円形、正方形、上部長方形-下部円形、上部円形-下部長方形固定物体でそれぞれ、219.1, 322.3, 294.2, 239.1 mm/s となり、固定物体の形状により円盤の落下挙動におよぼす影響が異なることがわかった。特に、上部に角を有する形状の固定物体(正方形および上部長方形-下部円形)を用いた際の落下速度の減少量は大きいことがわかった。この違いについて、動画にて上部形状がおよぼす影響について検討したが、粒子流れに大きな違いは見られず、その影響の詳細については分からなかった。

今回の検討を通して、円盤の落下挙動は固定物体の形状に関わらず円盤は固定物体の近傍を落下する際にその存在の影響を受け落下速度が減少することがわかった。そのため、2 円盤が両方落下する条件では追い越し挙動が生じる際に追い越される円盤だけでなく、追い越す円盤も減速している可能性がある。また、円盤が固定物体よりも下部に位置する際は再びその存在の影響を受けなくなり、落下速度が一定値を取った。ここで、複数円盤の追い越し挙動のメカニズムは Fig. 2-10 に示すような 2 パターンが考えられる。パターン A としては先に落下した円盤が減速するというものであり、パターン B としては後に落下した円盤が加速するというものである。本章の結果より、落下円盤が固定物体よりも下部に位置する際は、その存在の影響を受けず落下速度は一定値を取

た。つまり、円盤の追い越し挙動は先に落下したことにより下部に位置する円盤が減速するパターン A ではなく、後に落下したことで上部に位置する円盤が加速するパターン B である可能性が示唆された。しかし、2 円盤の追い越し挙動は両円盤とも落下している状態であり、各円盤周りの粒子状態が本章での検討とは異なる可能性がある。そのため次章では、複数円盤で生じる追い越し挙動のメカニズムを提案するために、投入する円盤の数を 2 個とし、両円盤が落下する条件での検討を行った。

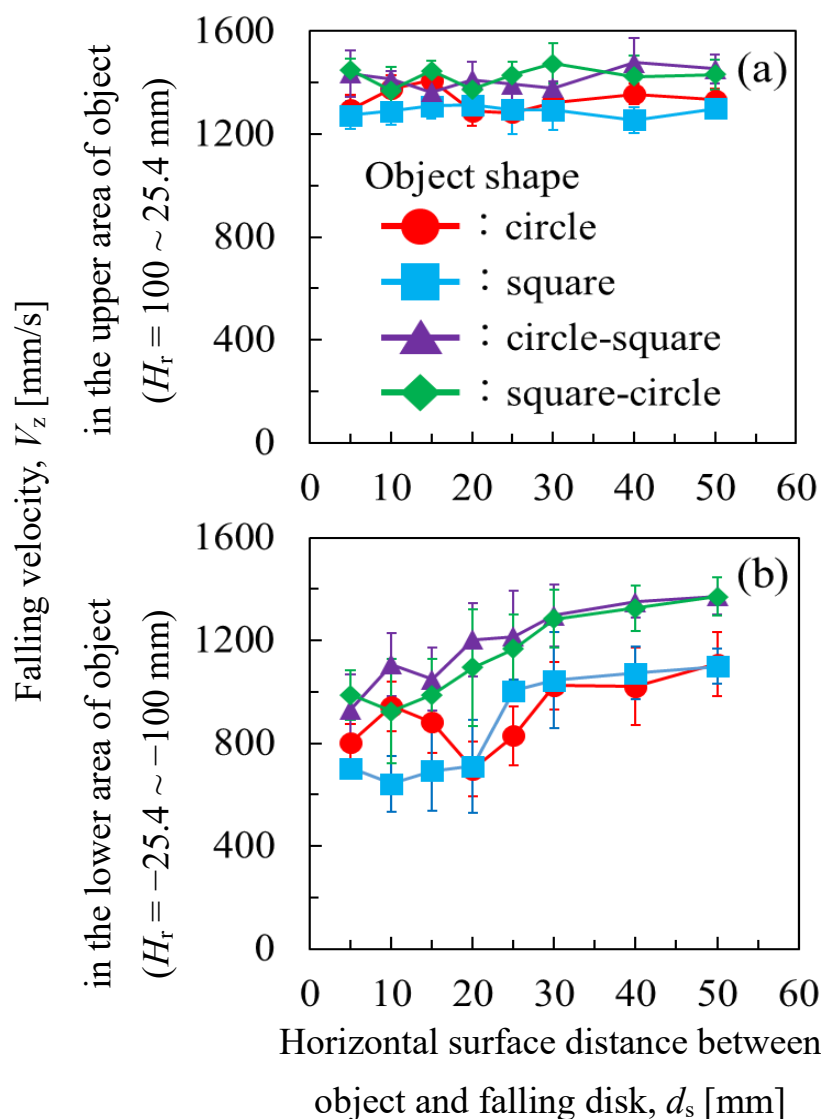


Fig. 2-9 Relation between the horizontal surface distance and falling velocity in the upper ((a), relative height of object to falling disk, $H_r = 25.4 \sim 100$ mm) and lower ((b): $H_r = -25.4 \sim -100$ mm) areas of object with various shapes.

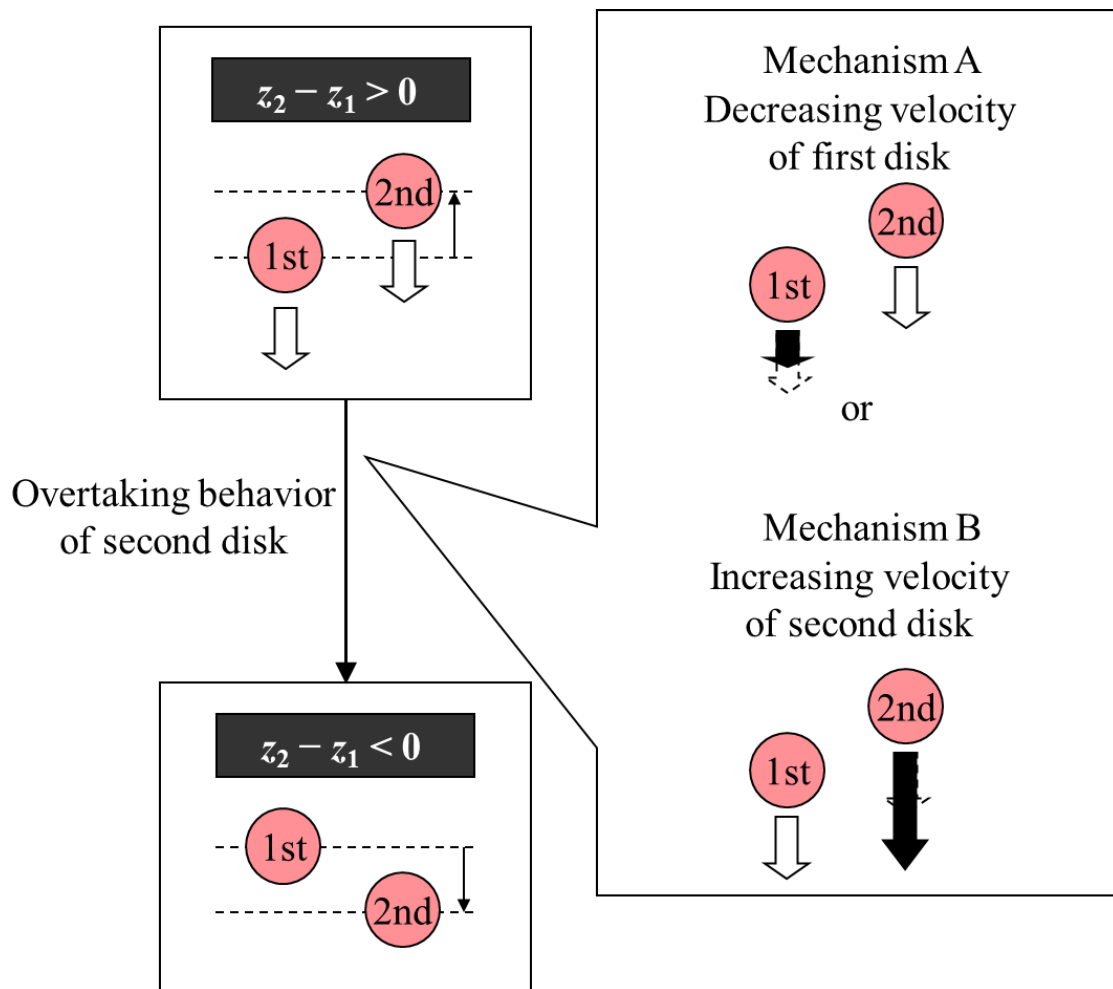


Fig. 2-10 Schematic of possible mechanisms for the overtaking behavior of the second disk.

2-4 結言

本章では、実験による検討を通して形状の異なる4種類(円形, 正方形, 上部長方形-下部円形, 上部円形-下部長方形)の物体を粒子層内に固定し, 投入円盤との水平方向の初期投入表面間距離を変化させることで, 固定物体の存在やその形状が円盤の落下挙動におよぼす影響について検討した。結果より, 固定物体の形状に関わらず, 落下円盤が固定物体よりも上部に位置する際や, 水平方向の表面間距離が層粒子の約6倍以上の条件では, 固定物体が円盤の落下挙動に与える影響は小さいことが明らかとなった。また, その距離が約6倍未満の条件においても, 固定物体が円盤の落下挙動に影響を与え始める地点は, 円盤と固定物体の垂直方向の表面間距離が0 mmとなる地点(円盤の下端の長さ=固定物体の上端の長さ)からであることがわかった。これは, 固定物体の存在の影響によって円盤周りの粒子流れが抑制されることで, 円盤の落下への抵抗力が増加するためだと考えられる。また, 一度円盤の落下速度が減少するとその影響を受け続け, 落下速度は減少した値で一定値となることがわかった。固定物体形状を変化させた検討では, 上部に角を持つ形状の方が円盤の落下挙動へおよぼす影響は大きいことがわかった。しかし, 上部形状の違いによる影響の詳細に関しては分からなかった。

本章での検討を通して, 円盤周りの粒子流れの抑制が円盤の落下速度減少につながることをわかった。しかし, 2円盤の追い越し挙動は両円盤が落下している状態であり, 両円盤周りの粒子状態が本章での検討とは異なる可能性があるため, 次章にて2円盤の投入実験を通して, 追い越し挙動のメカニズムを提案する。

第3章 実験解析による粒子層内で生じる2円盤の追い越し挙動のメカニズム解析

3-1 緒言

前章において固定物体を有する粒子層へ単一円盤を投入した際の落下挙動について検討した結果、円盤が固定物体よりも上部または下部に位置する際は固定物体の存在の影響を受けないが、固定物体近傍を円盤が落下する際はその存在の影響を受け、円盤周りの粒子流れが抑制されることで、落下速度が減少するということがわかった。この知見は複数円盤を投入した際に生じる追い越し挙動のメカニズムを議論するにあたり重要だと考えられるが、前章では片方の円盤が固定された検討だったため、2円盤両方が落下する条件においてはより複雑な現象が生じることが予想される。

2物体間に働く相互作用の影響に関して、1-3でも述べたが並列に配置した2物体の粒子層内での移動に関する研究[41, 42]はなされているものの、それらの報告からでは物体間の高低差による相互作用の詳細については不明なままである。

そこで本章では、粒子層内を落下する2円盤間に働く相互作用がそれらの落下挙動におよぼす影響を検討するために、2円盤の初期投入時間差や投入距離を変化させた検討を行った。そして、得られた結果をもとに、追い越し挙動のメカニズムを提案した。

3-2 実験方法

実験方法は前章と類似であるため、概要のみを示す。**Fig. 3-1**にその模式図を示す。実験容器(材質：ポリ塩化ビニル、横幅×高さ×厚み：350×500×5.5 mm)に発泡ポリスチレン粒子(粒子径： 5.08 ± 0.17 mm, 質量： 1.45 ± 0.25 mg, 球形度： 0.93 ± 0.03 , 古川商店)を公称目開き 4.0 mm の篩を用いて篩い分けした後、篩上に残った粒子を充填することで、高さ 425 mm の奥行き一層の2次元粒子層を作製し、投入物として粒子層から表面間距離で 50 mm の高さに2つの鋼製円盤(材質：SUS304, 直径： 25.4 ± 0.01 mm, 厚み： 5.22 ± 0.01 mm, 質量： 20.2 ± 0.01 g)を配置した。そして、投入時間差 Δt を 0.022 s - 0.154 s, 初期投入距離 Δl を 10 - 100 mm の範囲で変化させ、それら2円盤を粒子層へ投入した。本研究では、投入時間差を与える際に常に左側の円盤を先に投入した。以降の記述では落下の順序が明確となるように、左側の円盤を第一円盤、右側の円盤を第二円盤とする。また、円盤落下時の挙動を高速度カメラ(HAS-L1 Basic Ver.2.11C for 64 Bit, 500 fps)を用いて正面から撮影し、動画解析ソフト(Dipp-Motion Pro (Ver2.24d), ディテクト)を用いて、2円盤の粒子層内での位置を追跡することによって2次元の軌跡を得た。

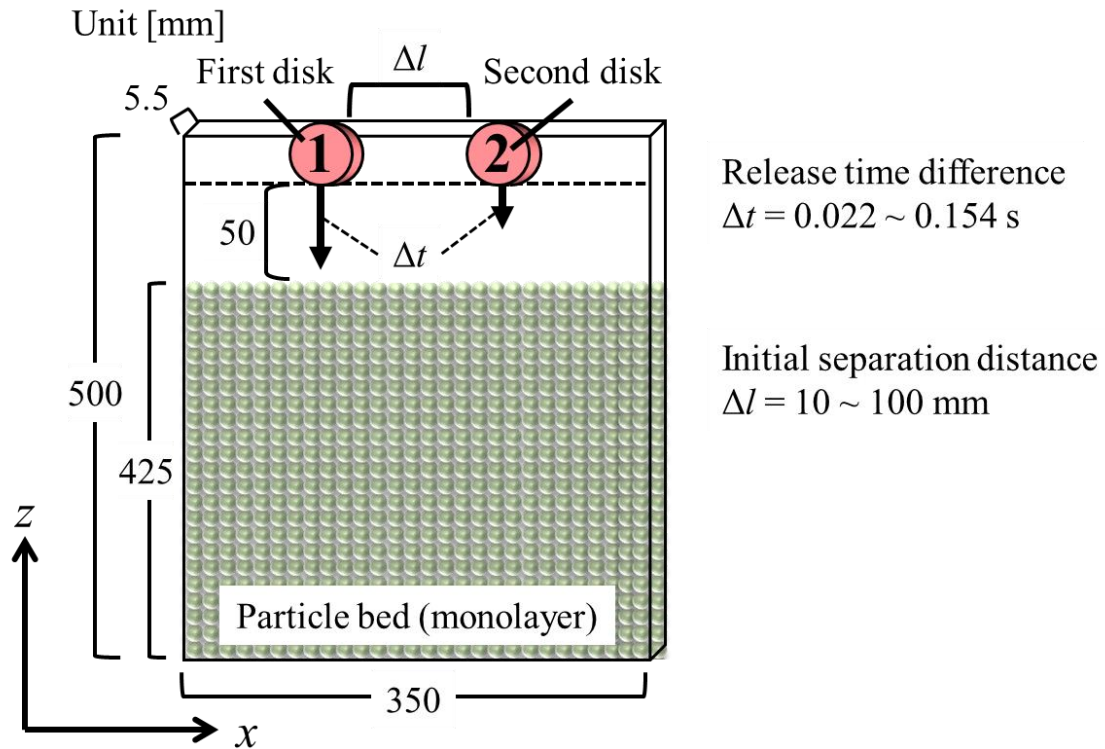


Fig. 3-1 Schematic view of experimental apparatus

3-3 実験結果および考察

3-3-1 時間差投入実験での2円盤の落下挙動

Fig. 3-2, 3 に初期投入距離 Δl が 10 mm, 投入時間差 Δt が 0.022 s (Fig. 3-2), 0.154 s (Fig. 3-3) の条件での粒子層中の2円盤の落下挙動のスナップショットを示す。なお、左側に位置する第一円盤が粒子層表面と接触した時間を 0.00 s とした。 $\Delta t = 0.022 \text{ s}$ (Fig. 3-2) では、経過時間 0.10 s (Fig. 3-2 (b)) では、第一円盤を先に投入したことにより、右側に位置する第二円盤より低い位置にすることがわかる。しかし、0.16 s (Fig. 3-2 (c)) では、両円盤ともほぼ同じ高さに位置していることがわかる。そして、0.20 s (Fig. 3-2 (d)) や 0.30 s (Fig. 3-2 (e)) では、第二円盤が第一円盤を追い越し、低い位置にすることがわかる。一方、 $\Delta t = 0.154 \text{ s}$ (Fig. 3-3) では、経過時間 0.14 s (Fig. 3-3 (b)) では、第一円盤を先に投入したことにより第二円盤より低い位置し、その後 (Fig. 3-3 (c-f)) も第一円盤が第二円盤よりも低い位置にすることがわかる。投入時間差が第一円盤の落下速度におよぼす影響を比較しやすくするために、Fig. 3-4 に Δl が 10 mm の際の Δt が 0.022 s (Fig. 3-4 (a)), 0.076 s (Fig. 3-

4 (b)), 0.154 s(Fig. 3-4 (c))の条件での粒子層中の2円盤の軌跡を示す。なお、図中のプロットは0.02 s 毎の結果を表す。 $\Delta t = 0.022$ s(Fig. 3-4 (a))では、第一円盤の落下速度(各プロットの間隔)が経過時間0.16 s 付近から徐々に減少しており、0.18 s 付近で第二円盤による追い越しが生じていることがわかる。 $\Delta t = 0.076$ s(Fig. 3-4 (b))においても同様の追い越し挙動が見られた。第一円盤の落下速度が経過時間0.20 s 付近から徐々に減少しており、0.26 s 付近で第二円盤による同様の追い越しが生じていることがわかる。また、その落下速度の減少度合いは $\Delta t = 0.022$ s の条件よりも大きいこともわかる。一方、 $\Delta t = 0.154$ s(Fig. 3-4 (c))では、Fig. 3-3 で示したように、第二円盤による追い越し挙動は見られなかったことがこの結果からもわかる。これらの結果から、 $\Delta l = 10$ mm の条件においては、少なくとも $\Delta t \leq 0.076$ s の条件において、2円盤の追い越し挙動が見られることがわかった。また、追い越し挙動が生じる条件においても投入時間差によって、円盤の減速度合いが変化することがわかった。次に、初期投入距離 Δl が2円盤の落下速度変化におよぼす影響を観察するため、**Fig. 3-5**に Δt が0.02 s – 0.03 s の際の Δl が30 mm(Fig. 3-5 (a)), 60 mm(Fig. 3-5 (b)), 100 mm(Fig. 3-5 (c))の条件での粒子層中の2円盤の軌跡を示す。 $\Delta l = 30$ mm(Fig. 3-5 (a)), 60 mm(Fig. 3-5 (b))では、経過時間が0.22 s 付近で追い越し挙動が生じていることがわかる。一方、 $\Delta l = 100$ mm(Fig. 3-5 (c))では、追い越し挙動が見られていないことがわかる。本章で得られた結果は2円盤の落下によるものであり、前章で得られた結果は単一円盤の落下によるものであるため、単純な比較はできないが、**Fig. 3-5**で見られた $\Delta l \leq 60$ mm の条件において追い越し挙動が見られたという結果は、前章において投入円盤と粒子層内の固定物体との水平方向の初期投入表面距離が30 mm 以下の際に投入円盤の落下速度に変化が見られたという結果に起因すると考えられる。また、これらの結果から、2円盤の追い越し挙動は投入時間差と初期投入距離に依存することがわかった。

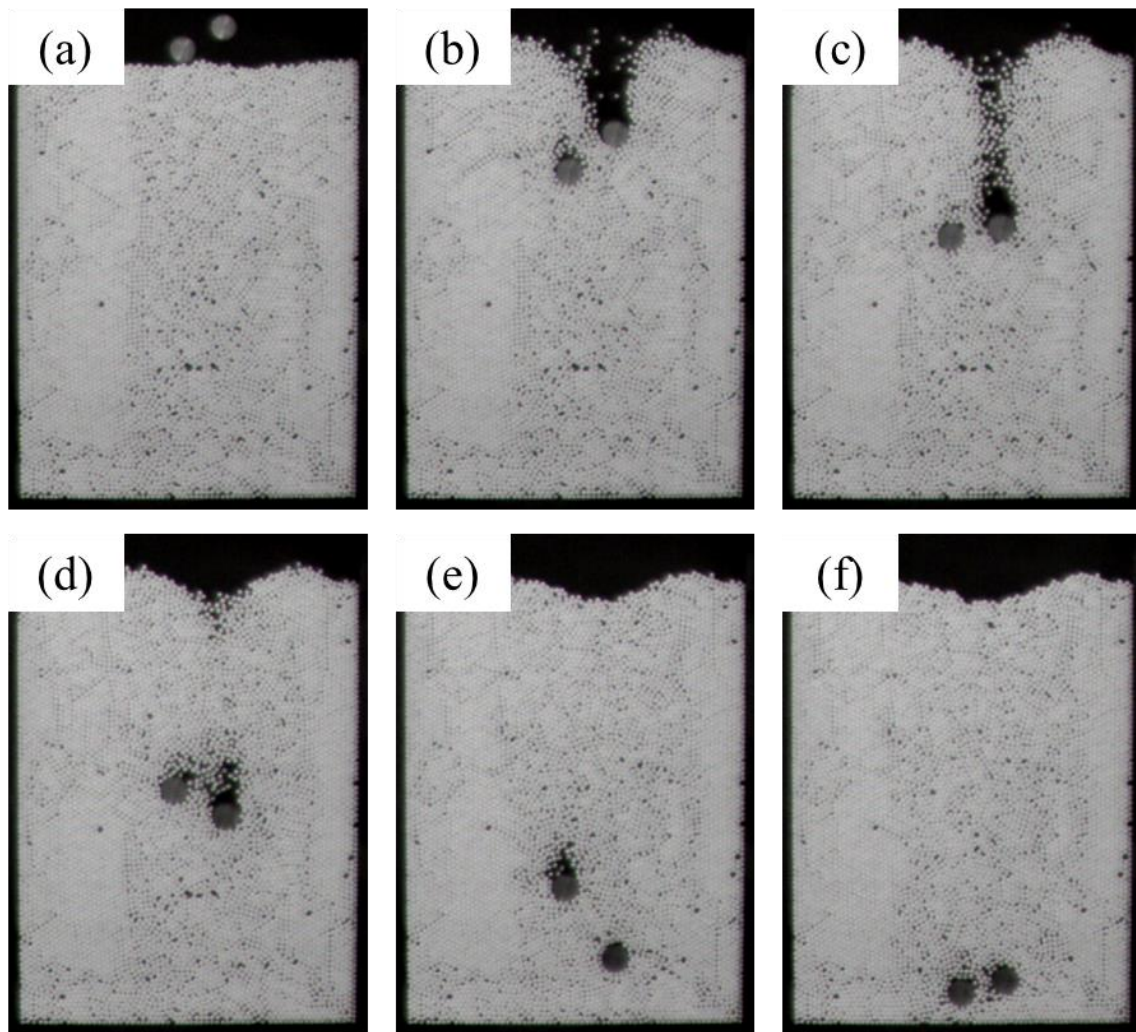


Fig. 3-2 Two-disk falling behavior in the particle bed at (a) 0.00 s, (b) 0.10 s, (c) 0.16 s, (d) 0.20 s, (e) 0.30 s, and (f) 0.40 s for an initial disk separation distance of 10 mm and disk release time difference of 0.022 s [44].

Copyright 2021 The Society of Powder Technology, Japan

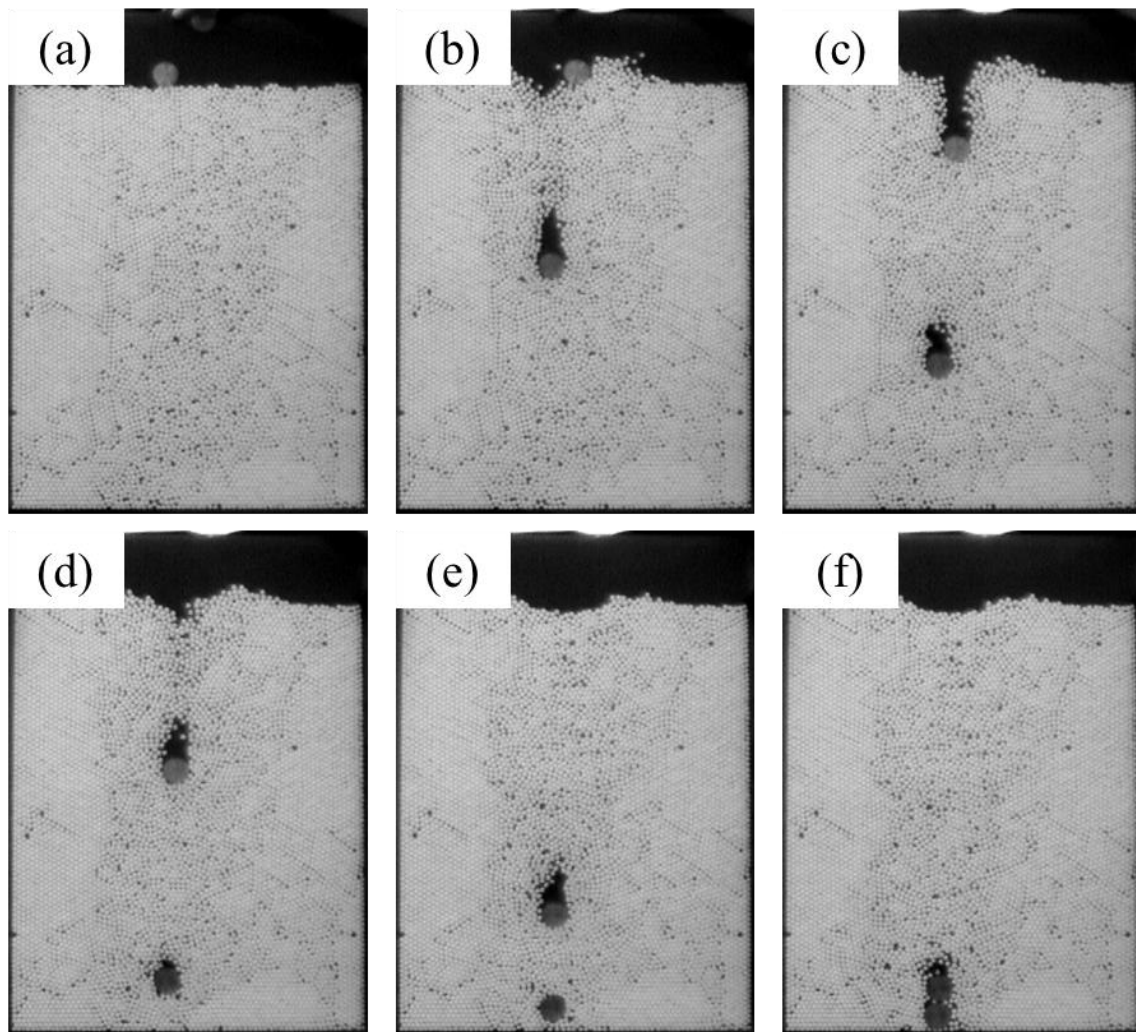


Fig. 3-3 Two-disk falling behavior in the particle bed at (a) 0.00 s, (b) 0.14 s, (c) 0.20 s, (d) 0.26 s, (e) 0.34 s, and (f) 0.40 s for an initial disk separation distance of 10 mm and disk release time difference of 0.154 s [44].

Copyright 2021 The Society of Powder Technology, Japan

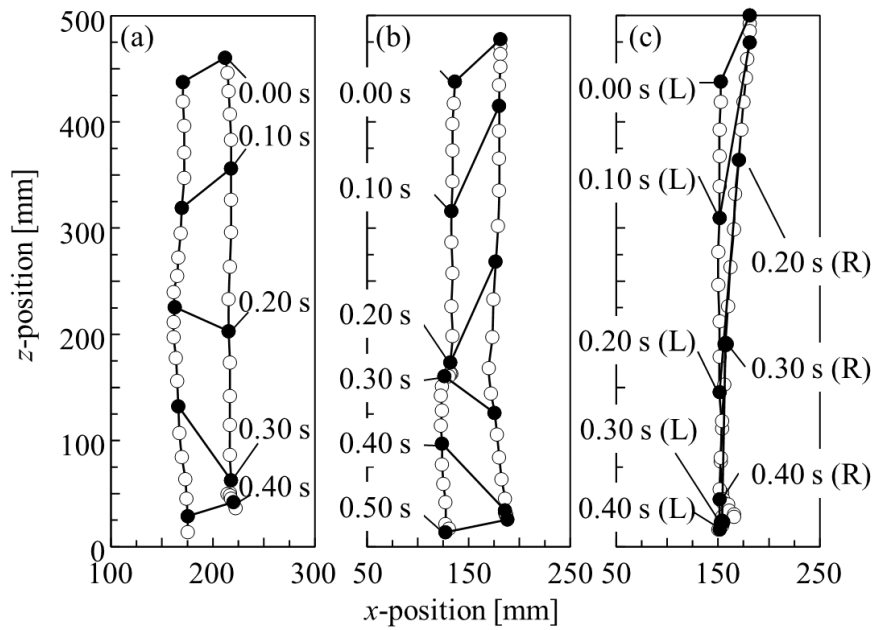


Fig. 3-4 Trajectories for two-disk falling behavior for an initial disk separation distance of 10 mm and disk release time differences of (a) 0.022 s, (b) 0.076 s, and (c) 0.154 s. L: left disk; R: right disk [44].

Copyright 2021 The Society of Powder Technology, Japan

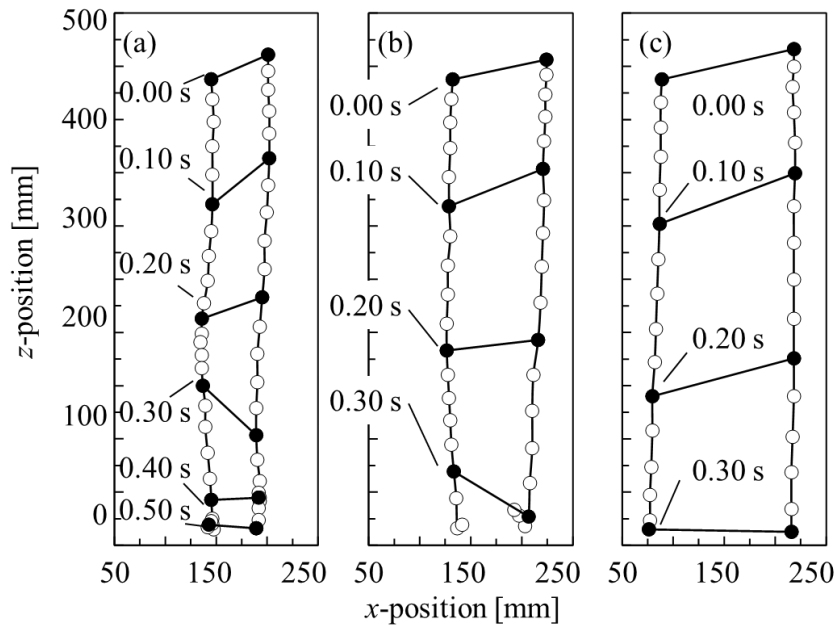


Fig. 3-5 Trajectories for two-disk falling behavior at similar disk release time differences and initial disk separation distances of (a) $\Delta l = 30$ mm, $\Delta t = 0.024$ s, (b) $\Delta l = 60$ mm, $\Delta t = 0.034$ s, and (c) $\Delta l = 100$ mm, $\Delta t = 0.034$ s [44].

Copyright 2021 The Society of Powder Technology, Japan

3-3-2 2円盤の追い越し挙動のメカニズム

円盤の追い越し挙動を考えるにあたり、前章においても示したようにその模式図 Fig. 2-10 を再掲する。2円盤の追い越し挙動のメカニズムのパターン A としては先に落下した第一円盤が減速するというものであり、パターン B としては後に落下した第二円盤が加速するというものである。

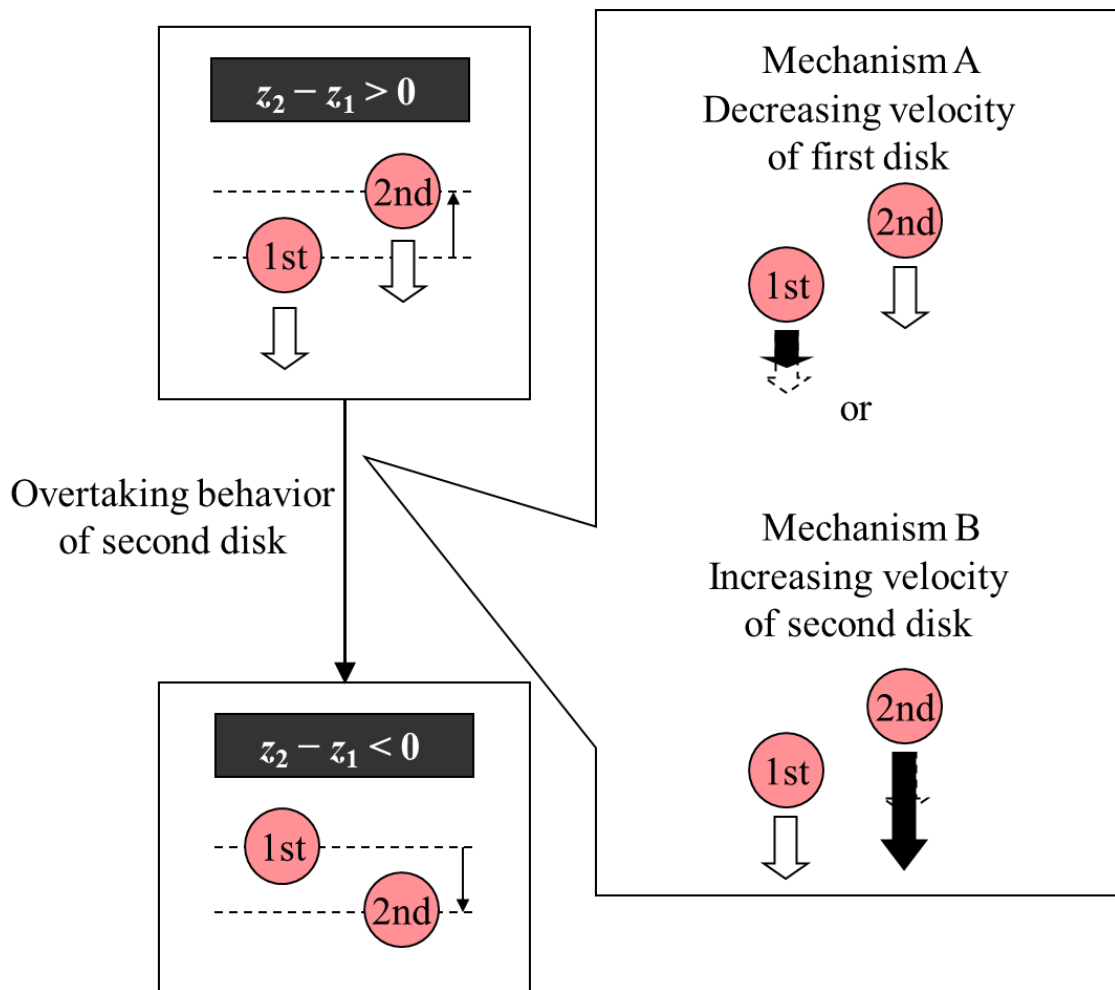


Fig. 2-10 Schematic of possible mechanisms for the overtaking behavior of the second disk. **(Reappearance)**

そのメカニズムを議論するため、**Fig. 3-6, 7**に前項で検討した条件(**Fig. 3-6 (a)** : $\Delta t = 0.022$ s, $\Delta l = 10$ mm, **(b)** : $\Delta t = 0.076$ s, $\Delta l = 10$ mm, **(c)** : $\Delta t = 0.154$ s, $\Delta l = 10$ mm, **Fig. 3-7 (a)** : $\Delta l = 30$ mm, $\Delta t = 0.024$ s, **(b)** : $\Delta l = 60$ mm, $\Delta t = 0.034$ s, **(c)** : $\Delta l = 100$ mm, $\Delta t = 0.034$ s)での経過時間に対する z 座標の値を示す(第一円盤 : 白丸, 第二円盤 : 白三角)。また比較のために、前章で得られた単一円盤を投入した結果(3 回行った検討の平均値)も併せて示す(黒丸)。結果より、追い越し挙動が見られなかった条件(**Fig. 3-6 (c), 7 (c)**)では、第一円盤の落下速度がほぼ一定値であり、単一円盤と類似の結果を示していることがわかる。また第二円盤に関しても、落下速度がほぼ一定値であり、加えてそのプロットが第一円盤とほぼ平行になっているため、落下速度も第一円盤や単一円盤とほぼ同じ値になっていることがわかる。追い越し挙動が見られた条件(**Fig. 3-6 (a, b), 7 (a, b)**)においても、第二円盤に関してはプロットの傾きに顕著な変化は見られず、落下速度は一定値を取っていることがわかる。しかし、第一円盤に関しては、ある高さで落下速度が急減していることがわかる。特に $\Delta t = 0.076$ s, $\Delta l = 10$ mm (**Fig. 3-6 (b)**)の条件では、図内に破線で示す経過時間 0.20 s 付近で、一番大きい落下速度の減少度合いを示している。これらの結果から、円盤の追い越し挙動のメカニズムは第一円盤の落下速度の減少によって生じる **Fig. 2-10** 内のパターン A であると言え、またこのような落下速度の変化が第一円盤に見られなかったことにより、 $\Delta t = 0.154$ s, $\Delta l = 10$ mm(**Fig. 3-6 (c)**)と $\Delta l = 100$ mm, $\Delta t = 0.034$ s(**Fig. 3-7 (c)**)の条件では追い越し挙動が発生しなかったと言える。

前章では、落下円盤が固定物体よりも下部に位置する際は、円盤よりも上部に位置する物体の存在の影響を受けず落下速度は一定値を取ったため、2 円盤の追い越し挙動のメカニズムは上部に位置する第二円盤が加速するパターン B だと予想していたが、実際は下部に位置する第一円盤が減速するパターン A だった。前章で立てた予想と異なった要因として、前章での検討では円盤よりも上部に位置する物体は固定されており、固定物体自体が落下による粒子流れを生み出すことはなかったことに起因すると考えられる。そのため、2 円盤の追い越し挙動のメカニズムを解明するにあたり、第二円盤が落下することによって生じる第二円盤周りの粒子流れが大きく関与していると考えられる。

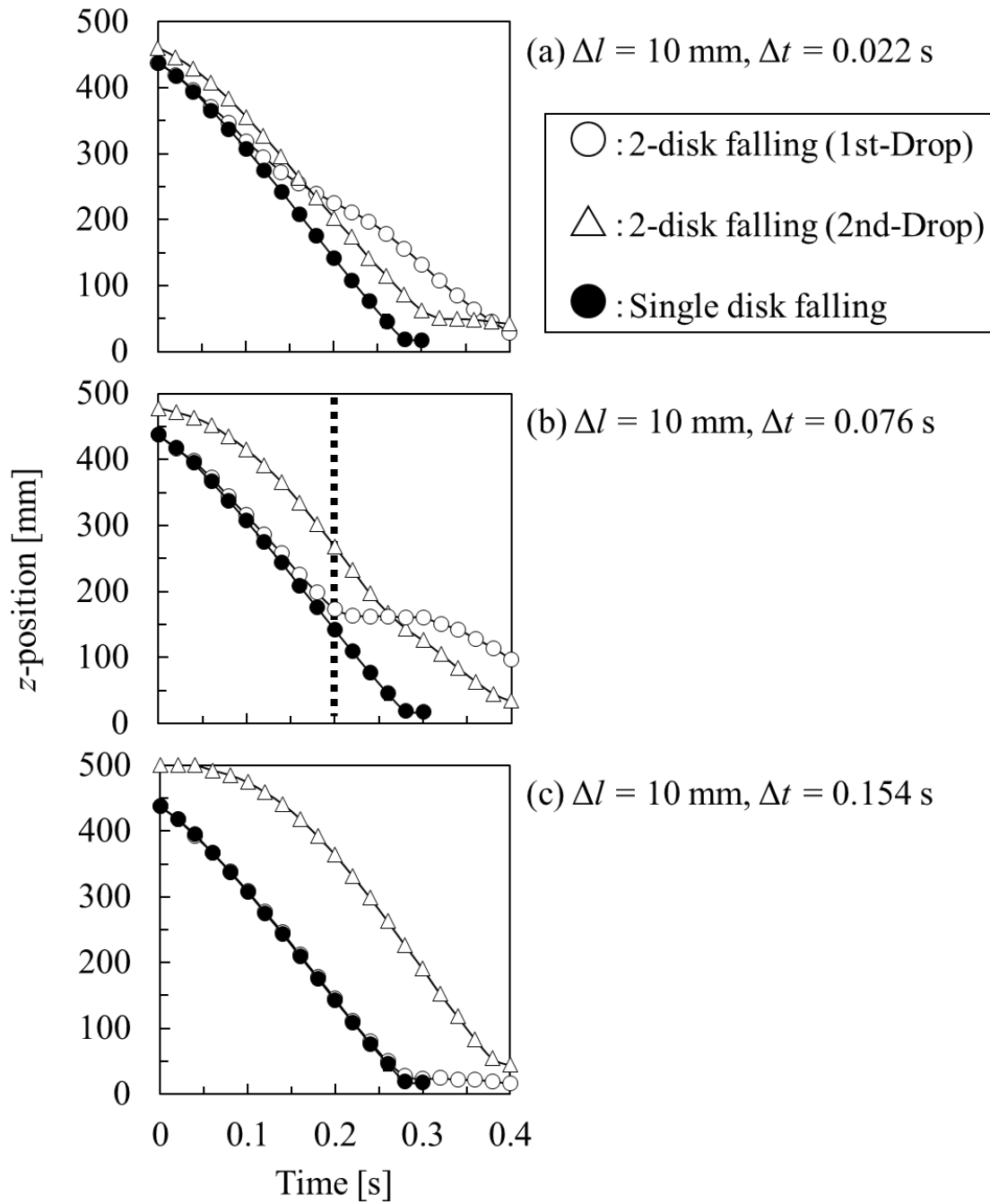


Fig. 3-6 Dependences of disk z -position on time for two-disk falling behavior for initial disk separation distances and disk release time differences of (a) $\Delta t = 0.022 \text{ s}$, $\Delta l = 10 \text{ mm}$, (b) $\Delta t = 0.076 \text{ s}$, $\Delta l = 10 \text{ mm}$, and (c) $\Delta t = 0.154 \text{ s}$, $\Delta l = 10 \text{ mm}$.

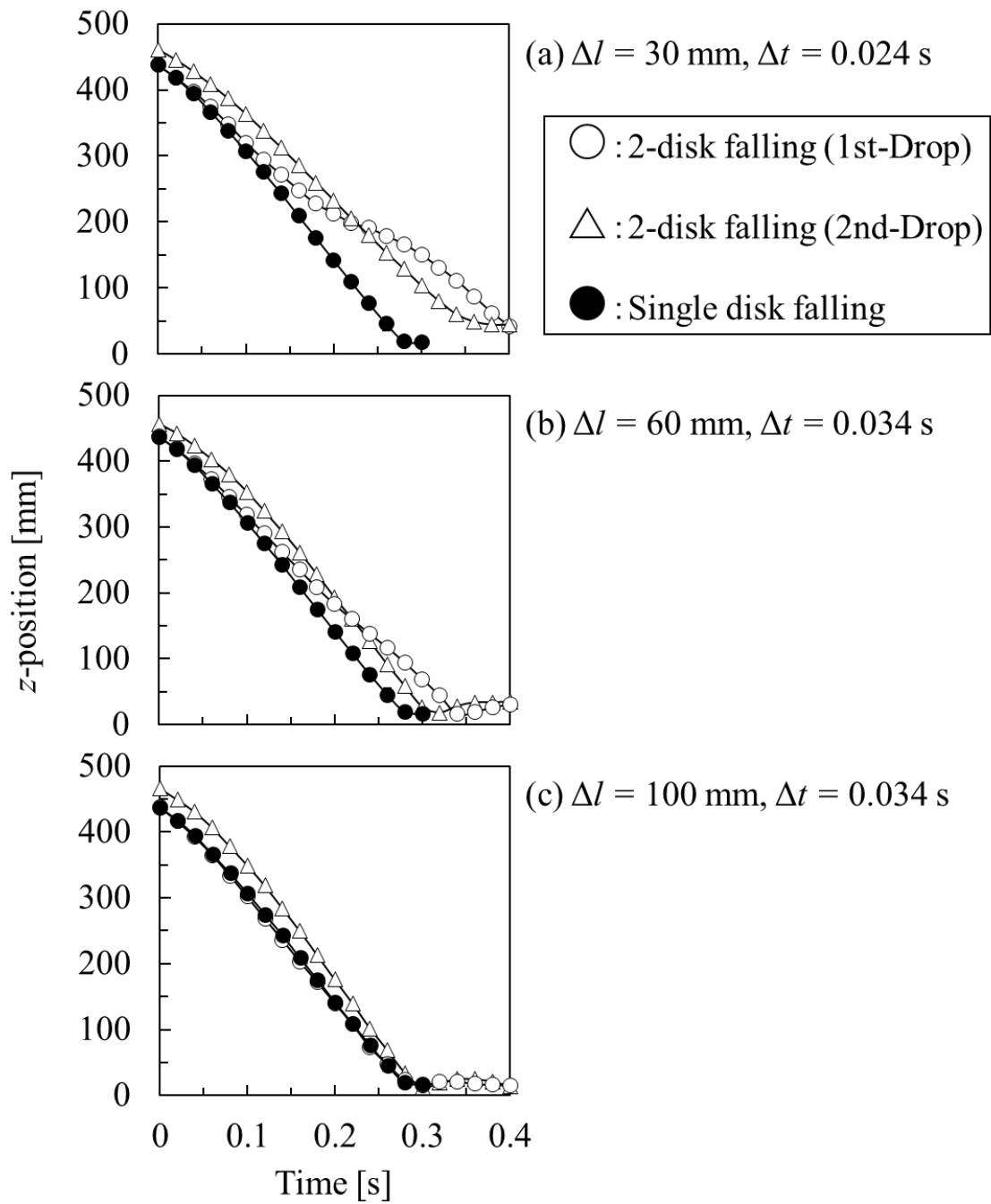


Fig. 3-7 Dependences of disk z -position on time for two-disk falling behavior for initial disk separation distances and disk release time differences of (a) $\Delta l = 10 \text{ mm}, \Delta t = 0.022 \text{ s}$, (b) $\Delta l = 10 \text{ mm}, \Delta t = 0.076 \text{ s}$, (c) $\Delta l = 10 \text{ mm}, \Delta t = 0.154 \text{ s}$.

3-3-3 2円盤の追い越し挙動が生じる際に第一円盤が減速するメカニズム

前項にて、2円盤の追い越し挙動は第一円盤が減速するパターン A であることがわかった。また、前章にて固定物体近傍で円盤周りの粒子流れが抑制されることで円盤の落下速度が減少すると提案した。そこで、第一円盤の落下速度が減少したメカニズムを解明するために、第一円盤周りの粒子層状態に着目した。**Fig. 3-8** に $\Delta t = 0.076$ s, $\Delta l = 10$ mm の条件において落下速度が大きく減少した経過時間が 0.20 s (Fig. 3-6(b)内の破線)でのスナップショット (Fig. 3-8(a)) と、同じ経過時間での単一円盤投入時のスナップショット (Fig. 3-8(b)) を示す。また、図中の赤色と青色の四角形の一辺 L_d は 25.4 mm であり、円盤の直径とほぼ等しい。結果より、2円盤を投入した際の赤色四角形で囲った第一円盤上部の充填率が単一円盤を用いた際の結果に比べ、大きいことがわかる。この領域を二値化処理し、粒子によって占有されている領域を充填率とし計算した。なお、充填率の計算は赤色で囲った正方形の領域 A (Fig. 3-8(c), $L_d \times L_d$) に加え、その高さを4分の1にした領域 B (Fig. 3-8(d), $L_d \times 0.25L_d$) においても行った。

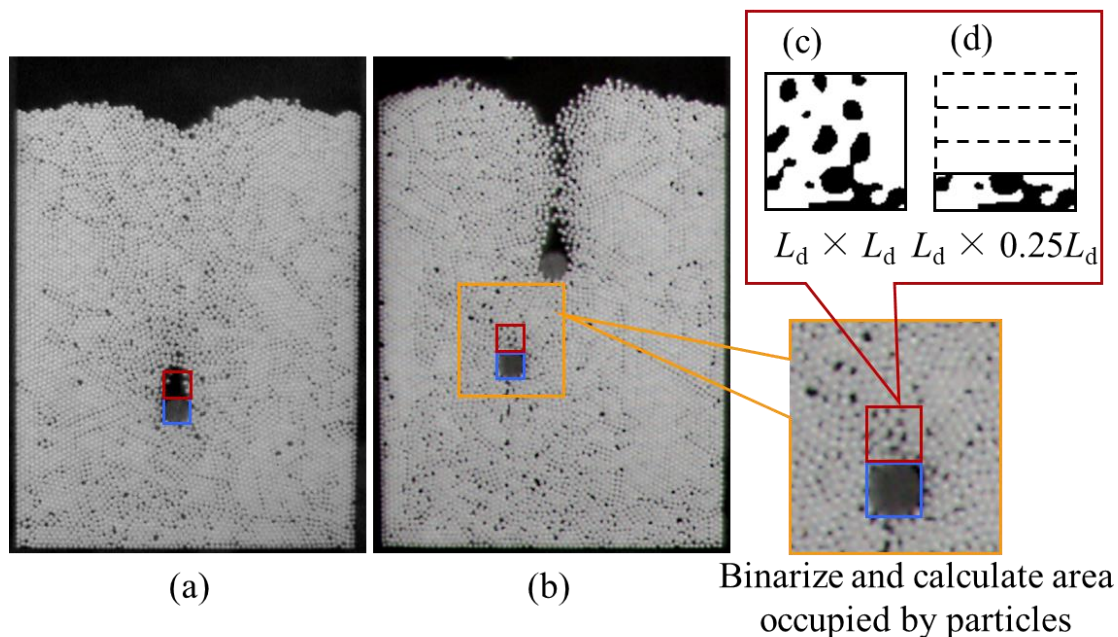


Fig. 3-8 Photographs of packing fractions above the disks at 0.20 s for (a) a single disk falling (Run 1) and (b) two disks falling ($\Delta l = 10$ mm, $\Delta t = 0.076$ s). Schematics of calculating the packing fraction from the area occupied by particles by image binarization in the areas (c) $L_d \times L_d$ and (d) $L_d \times 0.25 L_d$ above the disks. L_d : disk diameter [44].

Fig. 3-9 に経過時間に対する単一円盤の z 座標((a), Fig. 2-4(ii)の3回の平均値を再掲)と上部領域の充填率変化(b)を示す。落下速度がほぼ一定値を取っている経過時間が 0.06 – 0.26 s の範囲(Fig. 3-9 内の破線)において、領域 A($L_d \times L_d$)の充填率は経過時間に伴って増加している。それに対し、領域 B($L_d \times 0.25L_d$)の充填率は経過時間が 0.06 – 0.26 s の範囲では 10%付近で変動した後、急増していることがわかる。よって、円盤上部の充填率と落下速度に相関があり、その領域は $L_d \times 0.25L_d$ だということがわかる。Fig. 3-10 に第

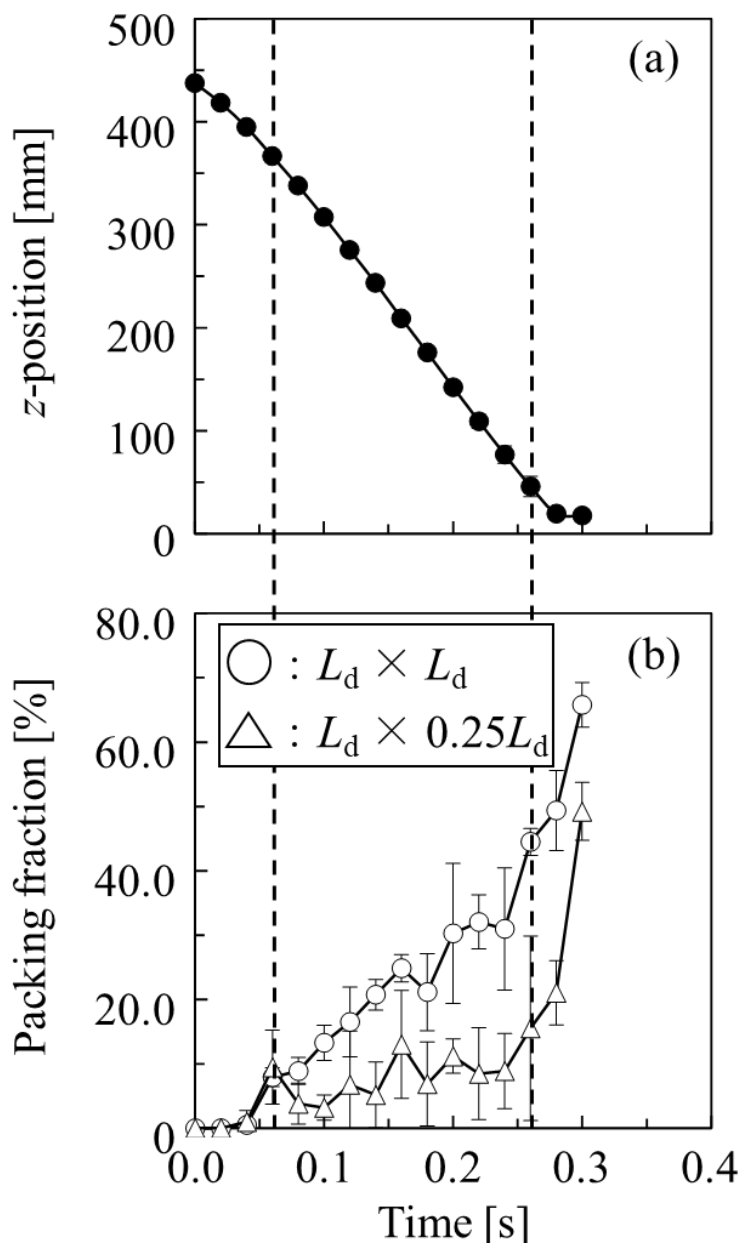


Fig. 3-9 Dependences of disk z -position(a) and packing fraction(b) on time for single-disk falling behavior [44].

二円盤の追い越し挙動が見られなかった条件(Fig. 3-4(c), 5(c))での経過時間に対する第一円盤の z 座標と領域 B の充填率変化を示す。落下速度が一定である範囲(経過時間 0.06 - 0.26 s, 垂直の破線)において、充填率はほぼ 25%(水平の破線)以下となっていることがわかる。2 円盤を投入した条件において単一円盤を投入した条件に比べ充填率の変動が大きいのは、静止状態と動的状態での摩擦力の違いに起因すると考えられる。一般的に、動摩擦は静止摩擦よりも小さくなる。そのため、2 円盤を投入する条件では粒子層も第二円盤の落下によって動きやすくなり、充填率の変動も大きくなったと考えられる。

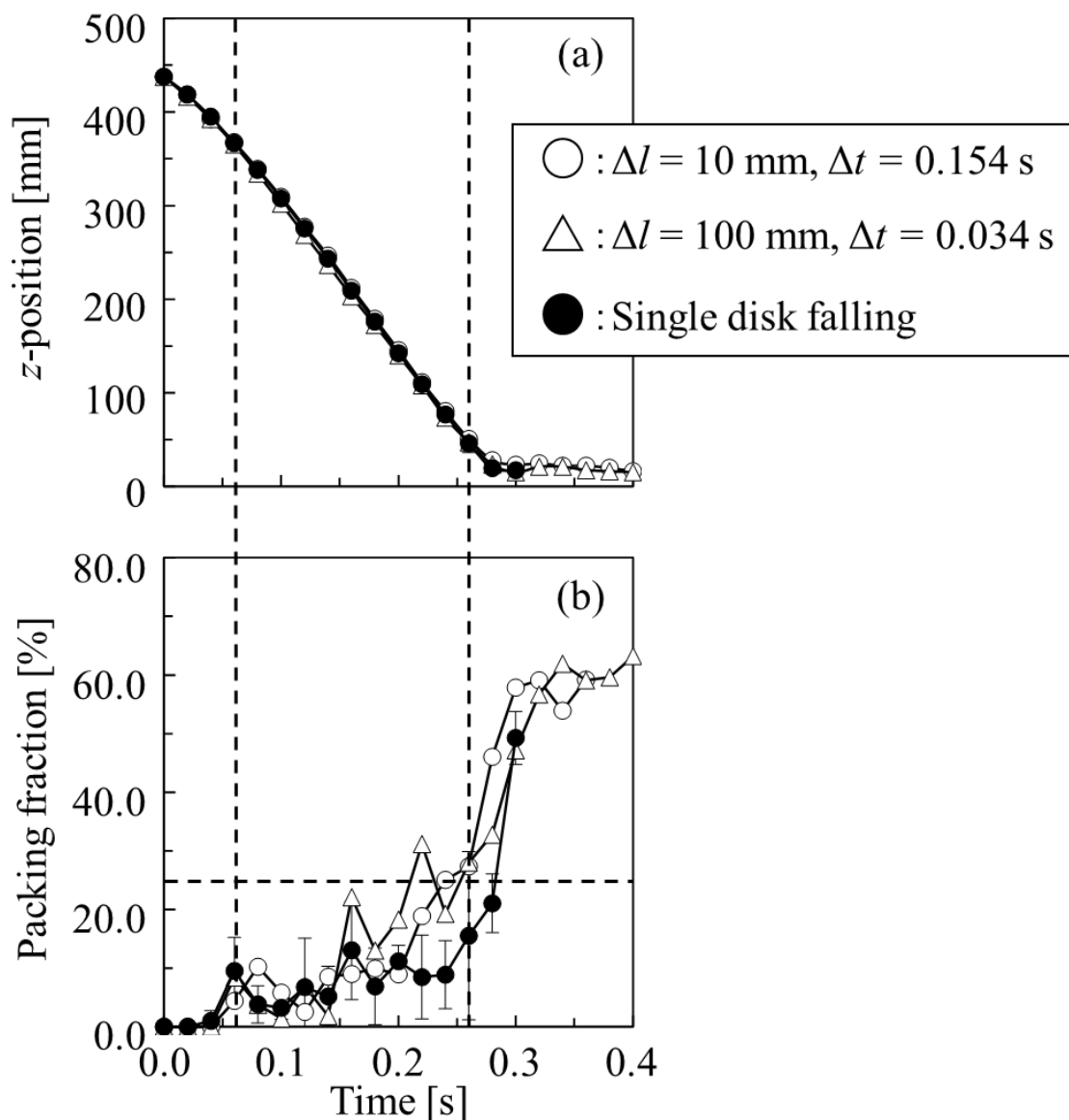


Fig. 3-10 Dependences of disk z -position(a) and packing fraction(b) in the area $L_d \times 0.25 L_d$ above the first disk on time under conditions without overtaking behavior.

Fig. 3-11, 12 に第二円盤の追い越し挙動が見られた条件(**Fig. 3-4(a, b), 5(a, b)**) での経過時間に対する第一円盤の z 座標と領域 **B** の充填率変化を示す。落下速度が減少する時間とほぼ同時に円盤上部の充填率が増加していることがわかる。また、その値が 25%(水平の破線)以上となっていることがわかる。これらの結果から、領域 **B**($L_d \times 0.25L_d$) の充填率と円盤の落下速度には相関があると言える。この円盤上部の充填率が増加するメカニズムは円盤の落下によって生じる層粒子の粒子流れによって説明できる。**Fig. 3-13** にその模式図を示す。円盤が落下する際、層粒子は円盤下部から上部へと移動させられる(**Fig. 3-13(a)**)。上部領域の充填率が大きいとき、層粒子の円盤下部から上部への体積置換が生じにくくなるため、円盤落下に対する抵抗力が大きくなる。それゆえに、 $L_d \times 0.25L_d$ の領域の充填率が大きいとき、円盤の落下速度は減少する。2 円盤を投入し追い越し挙動が見られた条件(**Fig. 3-13(b)**)では、第一円盤の落下速度の減少が見られた。これは層粒子が第二円盤下部から第一円盤上部へと移動させられ、第一円盤上部の $L_d \times 0.25L_d$ の領域の充填率が大きくなる。この粒子流れにより、上述したような第一円盤周りの体積置換が生じにくくなり、第二円盤に追い越されるまで落下速度が減少する。この層粒子の体積置換現象は高速度カメラの動画によっても確認されている。追い越し挙動が見られなかった条件では、円盤間距離が大きいために、上述した体積置換が生じにくくなることで、第一円盤上部の充填率が増加しにくくなり、落下速度の減少が生じることがなく、追い越し挙動が発生しなかったと考えられる。

前章では、落下円盤が固定物体近傍を落下する際に落下速度が減少するメカニズムとして、固定物体の存在が円盤周りの粒子流れを抑制するため、円盤落下に対する抵抗力が大きくなるためと提案した。そのため、2 円盤の追い越し挙動が生じる際の第一円盤が減速するメカニズムは円盤周りの粒子流れの抑制に起因するという点で、前章の単一円盤の減速メカニズムと類似であると言える。併せて、追い越し挙動が生じる際に追い越す円盤(本章では第二円盤)の落下速度が減少する可能性を前章では述べたが、本章の結果ではその詳細までは分からなかった。また、特異協調挙動の繰り返し発生には本章の追い越し挙動が繰り返し生じることが重要であると考えられるが、繰り返し生じる際のメカニズムまでは検討できなかった。そのため、次章にてシミュレーションによる検討を通して、両円盤が近づいた際のフォースチェーンの広がりや落下速度の変化を確認すると共に、2 円盤の追い越し挙動が複数回生じるかを確認し、その発生メカニズムを提案する。

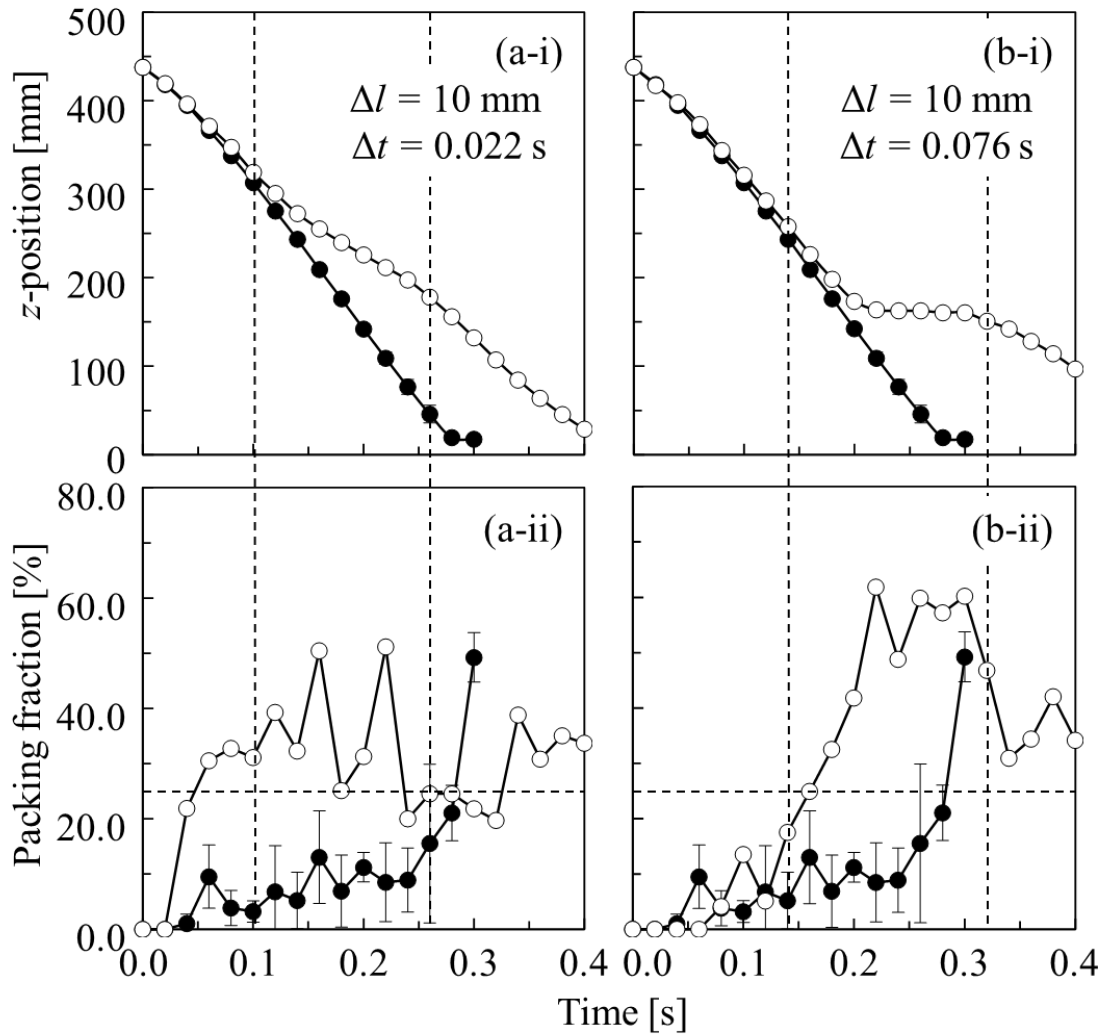


Fig. 3-11 Dependences of disk z -position(i) and packing fraction(ii) in the area $L_d \times 0.25L_d$ above the first disk on time under conditions with overtaking behavior.

(a) $\Delta l = 10$ mm, $\Delta t = 0.022$ s and (b) $\Delta l = 10$ mm, $\Delta t = 0.076$ s.

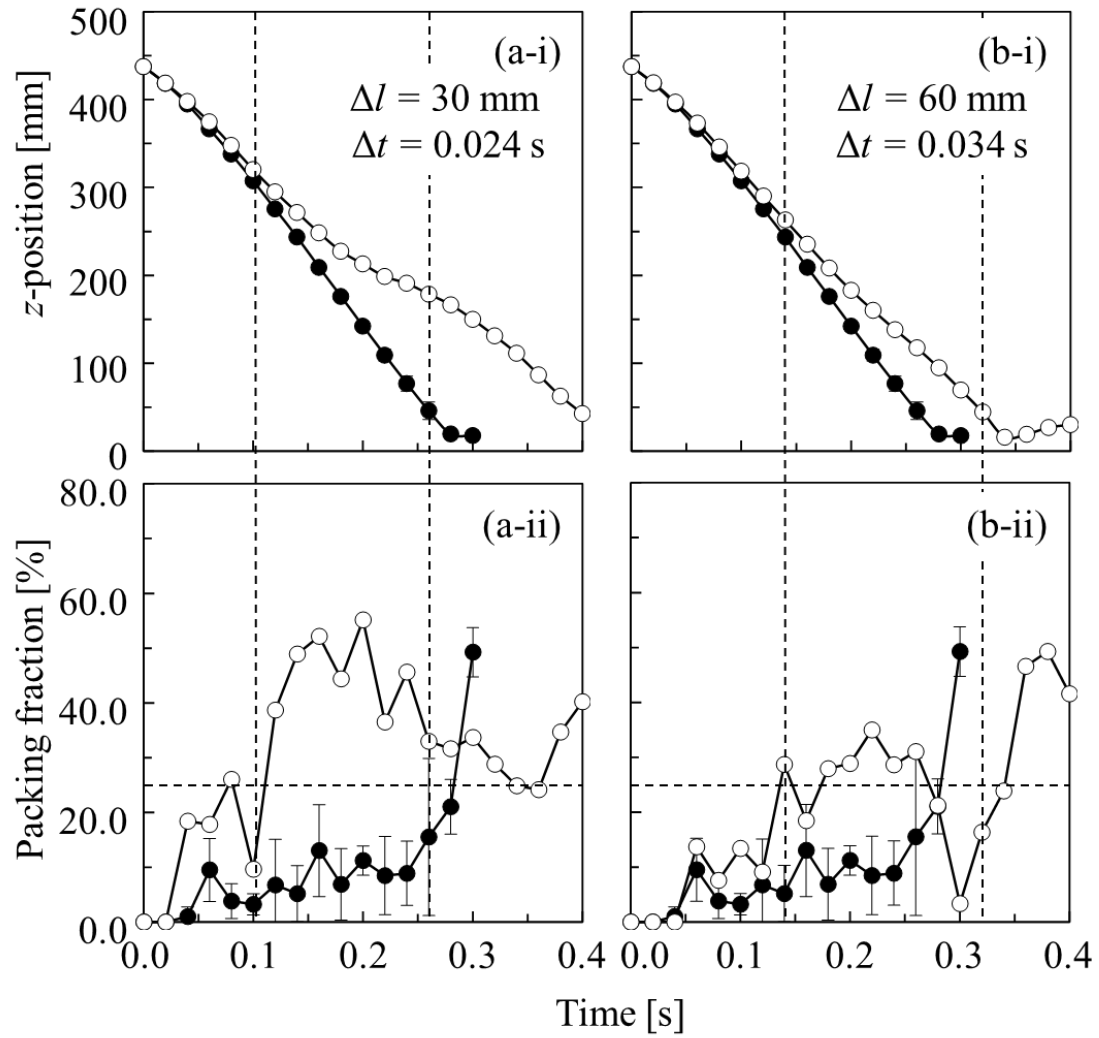


Fig. 3-12 Dependences of disk z -position(i) and packing fraction(ii) in the area $L_d \times 0.25 L_d$ above the first disk on time under conditions with overtaking behavior.

(a) $\Delta l = 30$ mm, $\Delta t = 0.024$ s and (b) $\Delta l = 60$ mm, $\Delta t = 0.034$ s.

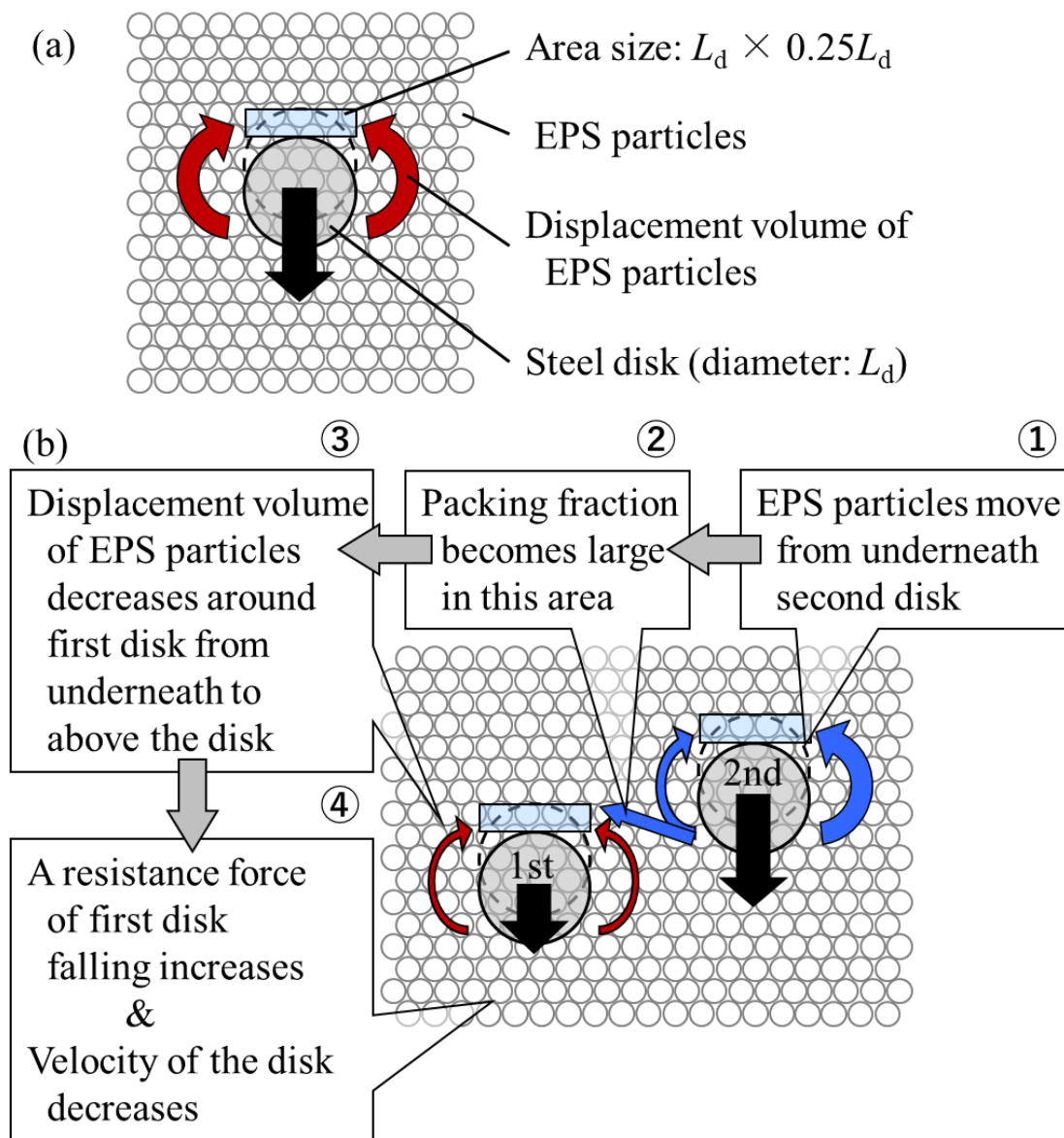


Fig. 3-13 Schematics of the mechanism for the decrease in the velocity of the first disk due to changing displacement volume behaviors of EPS particles for (a) a single disk and (b) two disks.

3-4 結言

本章では、実験による検討を通して 2 円盤の投入時間差と初期投入距離を変化させ、高低差を有する 2 円盤がおよぼしあう相互作用が円盤周りの粒子流れや円盤の落下挙動におよぼす影響を検討することで、粒子層内で生じる円盤の追い越し挙動のメカニズムについて検討した。結果より、2 円盤の初期投入距離が 10 mm の条件では、投入時間差が 0.076 s 以下の条件で、円盤の追い越し挙動が生じることが確認された。また、投入時間差が 0.02–0.03 s の条件では、初期投入距離が 60 mm 以下の条件で、追い越し挙動が生じることが確認された。また、それらの追い越し挙動は上部に位置する円盤が加速するのではなく、下部に位置する円盤が減速することで生じていることがわかった。加えて、その落下速度の減少は下部に位置する円盤の上部領域の充填率増加と相関がみられ、その落下速度に影響を与えると考えられる領域の大きさは高さ×横幅で $L_d \times 0.25L_d$ (L_d : 円盤直径) だということがわかった。下部に位置する円盤の落下速度が減少するメカニズムは、円盤上部の充填率が大きいとき、円盤周りの層粒子の円盤下部から上部へと移動しようとする体積置換が生じにくくなる。この影響により、円盤の落下への抵抗力が大きくなることによって、円盤の落下速度が減少し、追い越し挙動が生じると考えられる。

円盤の落下速度の減少は円盤周りの粒子流れ(体積置換流れ)の抑制に起因するといふ点において、2 円盤を落下させた本章の結果と単一円盤を落下させた前章の結果は類似のメカニズムを示したと言える。一方、追い越し挙動が生じた際の追い越す円盤の落下速度変化や本挙動の繰り返し発生の可能性については不明な点も多く残った。そのため、次章にてシミュレーションによる検討を通して、両円盤が近づいた際のフォースチェーンの広がりや落下速度の変化を確認すると共に、2 円盤の追い越し挙動が複数回生じるかを確認し、その発生メカニズムを提案する。

第 4 章 粒子層内で生じる 2 円盤の追い越し挙動のシミュレーション解析

4-1 緒言

前章での粒子層へ時間差・初期投入距離を変化させた2円盤の投入実験より、円盤の落下速度が減少するメカニズムは、円盤上部の粒子層の充填率が大きくなった際に、円盤が落下する際の周囲粒子の体積置換流れが抑制されることにより、円盤の落下への抵抗力が大きくなるためであることが示唆された。そして、その充填率増加は上部に位置する円盤の落下によって生じる粒子流れによって促進されることがわかった。一方、固定物体を有する粒子層へ単一円盤の投入実験を行った第2章において、固定物体近傍にて円盤の落下速度が減少したため、追い越し挙動が発生する際に追い越す円盤の落下速度も減少すると予想されたが、前章ではその詳細については分からなかった。円盤が複数落下するときは、他の円盤周りの粒子流れによる影響だけでなく、両円盤が近づいた際のフォースチェーンの広がり方も変化すると考えられるため、上述した追い越す円盤の落下速度減少も起こり得ると考えられる。また、この円盤の追い越し挙動が繰り返し生じることで、特異協調挙動は発生すると考えられるため、前章で提案したメカニズムが繰り返し生じるかを検証する必要がある。

そこで本章では、離散要素法シミュレーション(Discrete Element Method, 以下 DEM)を用いて、単一円盤の落下挙動および円盤周りの粒子流れからその妥当性を検証した後、2円盤の時間差投入実験のシミュレーションを行った。そして、2円盤を投入した際の落下速度の経時変化を取得し、円盤周りの粒子流れや粒子層にかかるフォースチェーンの可視化を行うことで、2円盤の追い越し挙動が繰り返し生じる際のメカニズムを提案した。

4-2 シミュレーション方法

4-2-1 運動方程式

DEMシミュレーションでは粒子に働く力を算出し、逐次的に並進移動速度 \mathbf{v} 、回転速度 $\boldsymbol{\omega}$ 、並進移動変位 \mathbf{x} 、回転変位 $\boldsymbol{\psi}$ をそれぞれ求める必要がある。速度は変位の1階微分であるため、(4.1,2)式のように記述できる。

$$\mathbf{v}_i = \dot{\mathbf{x}}_i \quad (4.1)$$

$$\boldsymbol{\omega}_i = \dot{\boldsymbol{\psi}}_i \quad (4.2)$$

本研究のシミュレーションでは粒子間接触力，流体抵抗力，重力を考慮した系とし，粒子の並進運動と回転運動にはそれぞれ式(4.3,4)を用いた。

$$m_i \mathbf{v}_i = \sum (\mathbf{F}_{n,ij} + \mathbf{F}_{t,ij}) + \mathbf{F}_d + m_i \mathbf{g} \quad (4.3)$$

$$I_i \boldsymbol{\omega}_i = \mathbf{M}_i + \mathbf{M}_{r,i} = \sum (\mathbf{F}_{t,ij} r_i) + \mathbf{M}_{r,i} \quad (4.4)$$

ここで \mathbf{F} は並進移動の力， \mathbf{M} は接線方向の力により生じたモーメント， \mathbf{M}_r は回転摩擦によって生じたモーメント[45, 46]， m ， I と r は質量，慣性モーメント，粒子半径をそれぞれ表し， \mathbf{g} は重力加速度を表す。これらの式中での下付き文字 \mathbf{n} と \mathbf{t} は接触面での法線と接線方向要素を， i は i 番目の粒子を， ij は i 番目粒子と j 番目粒子の接触点を表す。また，本研究では 2 次元シミュレーションを用いる(4-2-2 にてその理由を記述)ため， $x \cdot z$ 軸方向のみを考える。

4-2-1-1 DEM シミュレーション

DEM シミュレーションは系内の円盤や粒子など移動可能な物体に対して運動方程式をたて，時間刻みで差分化しその方程式を解くことで，その動きを表現する手法である。Fig. 4-1 に示す弾性ばねと粘性ダッシュポットから成る Voigt モデルにより，接触している粒子間の共通法線方向と接線方向の 2 方向に対して粒子間接触力を表現する。特に粒子間で生じる摩擦相互作用を考慮するため，このモデルでは接線方向成分には摩擦スライダーが挿入されている。このモデルを適用することで単純な衝突条件(付着力や空気抵抗を考慮しない条件)での作用力が表現できる。

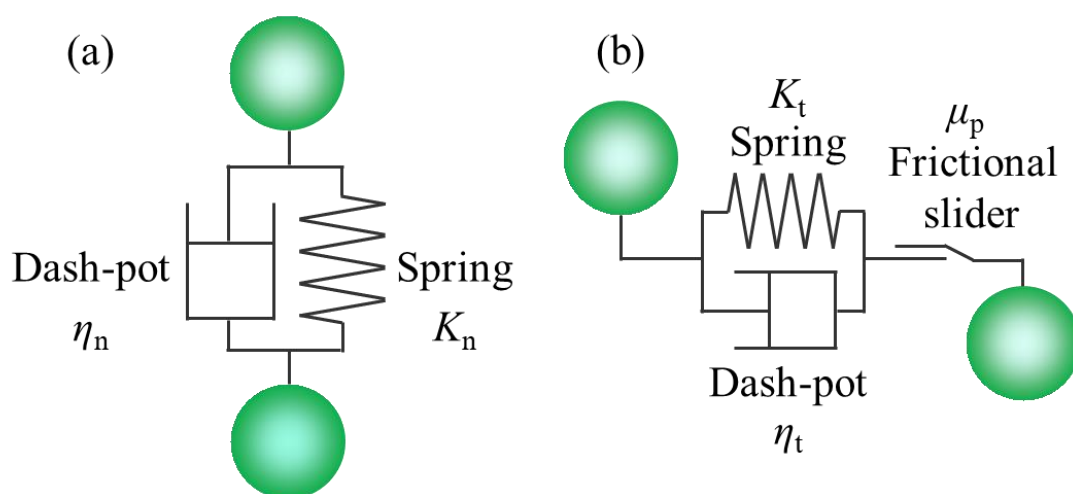


Fig. 4-1 Voigt model for DEM simulation

(a): Normal force (b): Tangential force.

4-2-1-2 粒子間接触力

前項での式(4.3,4)中の法線方向に作用する接触力(圧縮力) \mathbf{F}_n と接線方向に作用する接触力(せん断力) \mathbf{F}_t は Fig. 4-1 での Voigt モデルで示したように、ばねによる弾性力とダッシュポットによる粘性力の和として、式(4.5,6)のように表す。

$$\mathbf{F}_{n,ij} = - \left(K_{n,ij} \Delta \delta_{n,ij}^3 + \eta_{n,ij} \Delta \delta_{n,ij} \right) \mathbf{n}_{ij} \quad (4.5)$$

$$\mathbf{F}_{t,ij} = - \min \left\{ \mu_{p,ij} |\mathbf{F}_{n,ij}|, (K_{t,ij} \Delta \delta_{t,ij} + \eta_{t,ij} \Delta \delta_{t,ij}) \right\} \mathbf{t}_{ij} \quad (4.6)$$

ここで K と η はばね係数と粘性係数をそれぞれ表し、法線方向のばね係数 K_n は辻モデル[47]に従い、接線方向のばね係数 K_t はミンドリンの理論[48, 49]に従って設定した。また、 $\Delta \delta$ は接触点での並進方向の変位を、 $\mu_{p,ij}$ は i 番目粒子と j 番目粒子が接触する際の摩擦係数を表し、 \mathbf{n}_{ij} と \mathbf{t}_{ij} は i 番目粒子から j 番目粒子への法線方向と接線方向の単位ベクトルである。式(4.5,6)内の法線方向、接線方向のばね係数、粘性係数はそれぞれ以下の(4.7-16)で表される。

$$K_{n,ij} = \frac{4}{3} E_{ij}^* \sqrt{r_{ij}^*} \quad (4.7)$$

$$\eta_{n,ij} = \alpha_n \Delta \delta_{n,ij}^{\frac{1}{4}} \sqrt{m_{ij}^* K_{n,ij}} \quad (4.8)$$

$$K_{t,ij} = 4b_{ij} \left(\frac{(2 - \sigma_i)(1 + \sigma_i)}{E_i} + \frac{(2 - \sigma_j)(1 + \sigma_j)}{E_j} \right)^{-1} \quad (4.9)$$

$$\eta_{t,ij} = \eta_{n,ij} \sqrt{\frac{K_{t,ij}}{K_{n,ij}}} \quad (4.10)$$

$$\mu_{p,ij} = \sqrt{\mu_{p,i} \mu_{p,j}} \quad (4.11)$$

$$E_{ij}^* = \left(\frac{(1 - \sigma_i)^2}{E_i} + \frac{(1 - \sigma_j)^2}{E_j} \right)^{-1} \quad (4.12)$$

$$r_{ij}^* = \left(\frac{1}{r_i} + \frac{1}{r_j} \right)^{-1} \quad (4.13)$$

$$\alpha_n = - \ln(e_r) \sqrt{\frac{5}{\ln^2(e_r) + \pi^2}} \quad (4.14)$$

$$m_{ij}^* = \left(\frac{1}{m_i} + \frac{1}{m_j} \right)^{-1} \quad (4.15)$$

$$b_{ij} = \frac{3r_{ij}^* K_{n,ij} \Delta \delta_{n,ij}^{\frac{3}{2}}}{4E_{ij}^*} \quad (4.16)$$

ここで E , σ , e_r , b はそれぞれヤング率, ポアソン比, 反発係数, 接触面の半径を表す。

α_n は反発係数に関する定数であり, $\lim_{e_r \rightarrow 0.0} \alpha_n$ の条件下で α_n の値は $\sqrt{5}$ となる。アスタリス

クは物性の換算量を表す。今回検討する系において, 層粒子は近傍粒子と絶えず接触や摩擦をしながら流動するため, その挙動は粒子質量やヤング率, 摩擦係数などの粒子物性に大きく依存すると考えられる。そのため, 上記の式を用いることで, 粒子物性を考慮した接触状態を表現できる。

4-2-1-3 流体抵抗力および転がり摩擦

本研究では粒子間接触力と重力に加え, 式(4.3,4)で示したように流体抵抗力と粒子が回転する際のモーメントを考慮した。また, 本研究で着目している特異協調挙動の発生は主に粒子-粒子間の接触力により生じ, 流体抵抗力の影響は比較的小さいと考えられる。そのため, 本シミュレーションではストークスの抵抗法則を用いて, 簡易的に以下の(4.17)式によって流体抵抗力 \mathbf{F}_d を計算した。

$$\mathbf{F}_d = -6\pi\eta_a r_i \mathbf{v}_i \quad (4.17)$$

ここで η_a は空気の粘度を表す。

粒子の回転に伴うモーメントは以下の(4.18)式によって, 計算した。

$$\mathbf{M}_{r,i} = - \sum \frac{3}{8} c b_{ij} |\mathbf{F}_{n,ij}| \frac{\boldsymbol{\omega}_i}{|\boldsymbol{\omega}_i|} \quad (4.18)$$

ここで c は転がり摩擦係数を表し, その値は球形粒子において 1.7-2.0 を用いることが多く [45], $c=2.0$ の条件では $(3/8)c$ の値は 0.75 となる。しかし, 本研究で用いる層粒子は第 2 章で示したように球形度が 0.93 ± 0.03 の発泡ポリスチレン粒子を想定しており, 完全な真球ではない。その点から, 転がり摩擦の増大を考慮し, $(3/8)c$ の値が 1.00 となるように c の値を $2.67 (=8/3)$ と設定した。なお事前の検討において, c の値が円盤の落下挙動に大きな影響をおよぼさないことは確認済みである。

4-2-1-4 法線方向および接線方向粒子間相対変位

本研究では、(4.5,6)式で表されるように粒子間接触点での圧縮力とせん断力を算出するには、法線方向と接線方向それぞれの相対変位と相対速度が必要であり、それらは(4.19-23)式で表される。

$$\Delta\delta_{n,ij} = r_i + r_j - d_{ij} \quad (4.19)$$

$$\Delta\delta_{n,ij} = \Delta v_{x,ij} \cos \theta_{ij} + \Delta v_{z,ij} \sin \theta_{ij} \quad (4.20)$$

$$\Delta\delta_{t,ij} = -\Delta x_{x,ij} \sin \theta_{ij} + \Delta x_{z,ij} \cos \theta_{ij} + r_i \psi_i + r_j \psi_j \quad (4.21)$$

$$\Delta\delta_{t,ij} = -\Delta v_{x,ij} \sin \theta_{ij} + \Delta v_{z,ij} \cos \theta_{ij} + r_i \omega_i + r_j \omega_j \quad (4.22)$$

$$d_{ij} = \sqrt{(x_j - x_i)^2 + (z_j - z_i)^2} \quad (4.23)$$

ここで、 Δx と Δv は相対変位と相対速度を表し、 d_{ij} は*i*番目粒子と*j*番目粒子の中心間距離を表す。また下付き文字である*x*と*z*はそれぞれ*x*軸方向と*z*軸方向を表す。 θ_{ij} はFig. 4-2に示すように*i*番目粒子と*j*番目粒子が接触した際の角度を表すため、 θ_{ij} の正弦、余弦はそれぞれ、*x*座標の差、*z*座標の差を用いて(4.24,25)式のように表される。

$$\sin \theta_{ij} = \frac{z_j - z_i}{d_{ij}} \quad (4.24)$$

$$\cos \theta_{ij} = \frac{x_j - x_i}{d_{ij}} \quad (4.25)$$

これらの式を(4.5,6)式に適用し、(4.3,4)式から並進移動加速度 \mathbf{v} と回転加速度 $\dot{\omega}$ を求め、離散時間 *dt* 後の粒子の並進移動速度 \mathbf{v} と回転速度 ω を Adams-Bashforth の二段法により求め、その *dt* 後の速度と現時点での速度を用いて粒子の並進移動変位 \mathbf{x} と回転変位 ψ を Crank-Nicolson 法により計算した。

$$\mathbf{v}_i|_{t+dt} = \mathbf{v}_i|_t + \frac{dt}{2}(3\mathbf{v}_i|_{t+dt} - \mathbf{v}_i|_t) \quad (4.26)$$

$$\omega_i|_{t+dt} = \omega_i|_t + \frac{dt}{2}(3\omega_i|_{t+dt} - \omega_i|_t) \quad (4.27)$$

$$\mathbf{x}_i|_{t+dt} = \frac{dt}{2}(\mathbf{v}_i|_{t+dt} + \mathbf{v}_i|_t) \quad (4.28)$$

$$\psi_i|_{t+dt} = \frac{dt}{2}(\omega_i|_{t+dt} + \omega_i|_t) \quad (4.29)$$

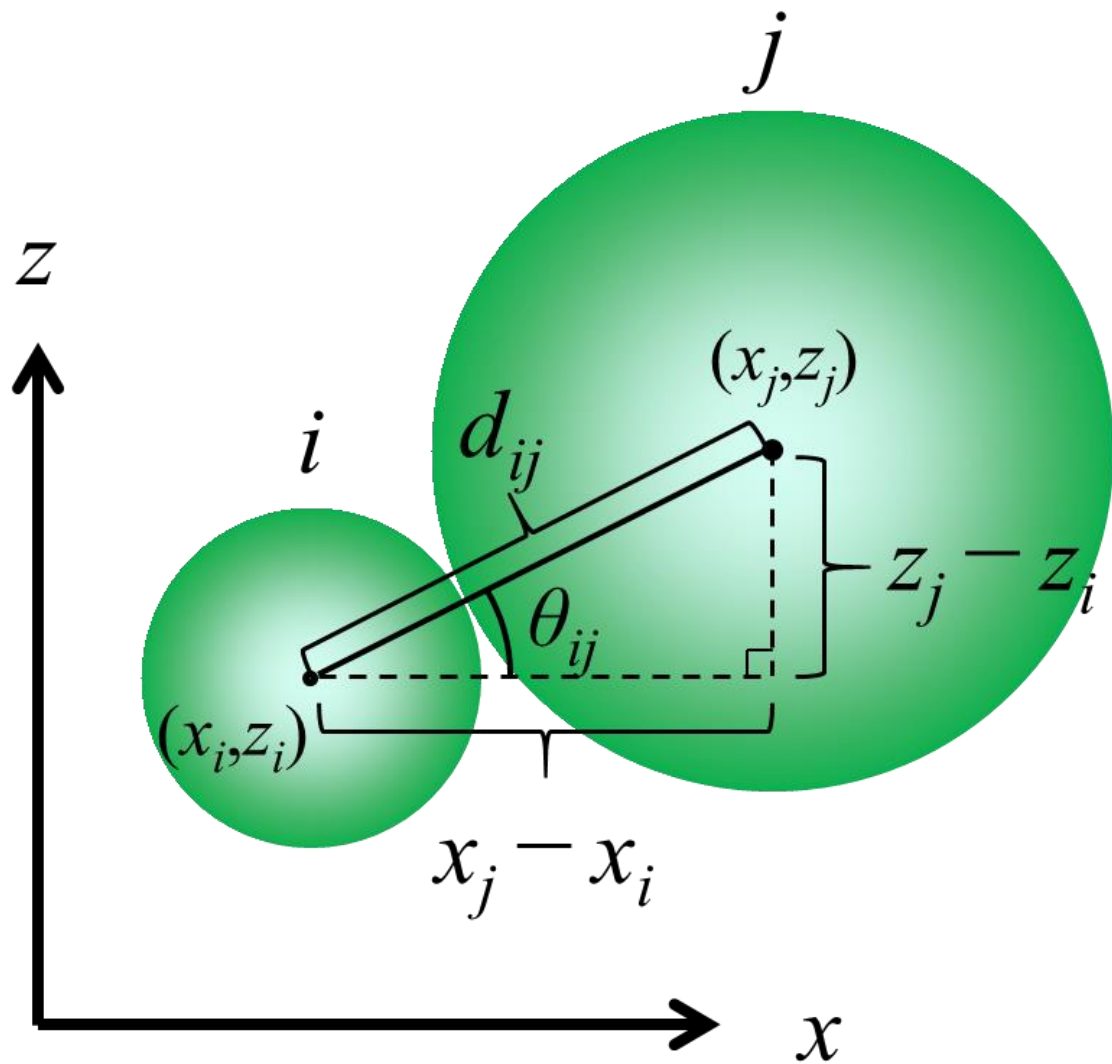


Fig. 4-2 Coordinate system for calculating interactive forces for between particle i and j .

4-2-2 シミュレーション条件

前章で述べたように、2円盤による追い越し挙動は2次元粒子層において発生するため、本研究では奥行き1層の2次元DEMシミュレーションを用いた。**Fig. 4-3**に粒子層の作成手順の概略図を示す。はじめに、前章の実験装置と同じサイズの系内(横幅×高さ：350×500 mm)に層粒子(粒子径：5.00 mm，密度：14.0 kg/m³，摩擦係数：0.364)をランダムに発生させた(**Fig.4-3 (a)**)。その後、それらを重力により落下させ、粒子層の高さが425 mmとなるように上部の層粒子を削除した。そこへ、円盤の代わりに2つの球(モデル円盤，直径：25.4 mm，密度：2358 kg/m³，摩擦係数：0.364)を前章と同様に球の下端が粒子層表面から50 mmの高さに、球同士を初期投入距離で10 mmに配置した(**Fig. 4-3 (b)**)。そして、右側に位置する円盤(第一円盤)を投入し、その後時間差0.076 sを与え、左側に位置する円盤(第二円盤)を投入し、両円盤周りの粒子流れと粒子層のフォースチェーンを取得し、それらの落下挙動を解析した。本章では、2円盤の追い越し挙動が繰り返し生じるかを調べるため、前章の実験条件以上の粒子層高さが必要になる。そこで高さ2300 mmの粒子層も同様の方法で作成し、その層内での2円盤の落下挙動を解析した。なお、本研究で用いた粒子層の平均投影充填率は81.4%であった。また、初期投入距離を10 mm，投入時間差を0.076 sに設定したのは、前章にて第一円盤の減速が一番大きかった条件だったためである。上述した球の直径と密度は、前章で用いた円盤(直径：25.4 mm，厚み：5.0 mm，質量：20.2 g)を想定し、同質量・同直径となるように決定した。また、Pacheco-Vázquez と Ruiz-Suárez は投入する2円盤の質量を6.4–18.1 gの範囲で変化させ、その落下挙動を解析した。そこで、本研究ではその中央付近である13.0 g(モデル円盤密度：1515 kg/m³)を代表値として設定し、その円盤を用いた検討も併せて行った。それらを踏まえ、本章で用いた計算条件の詳細を**Tables 4-1, 2**に示す。

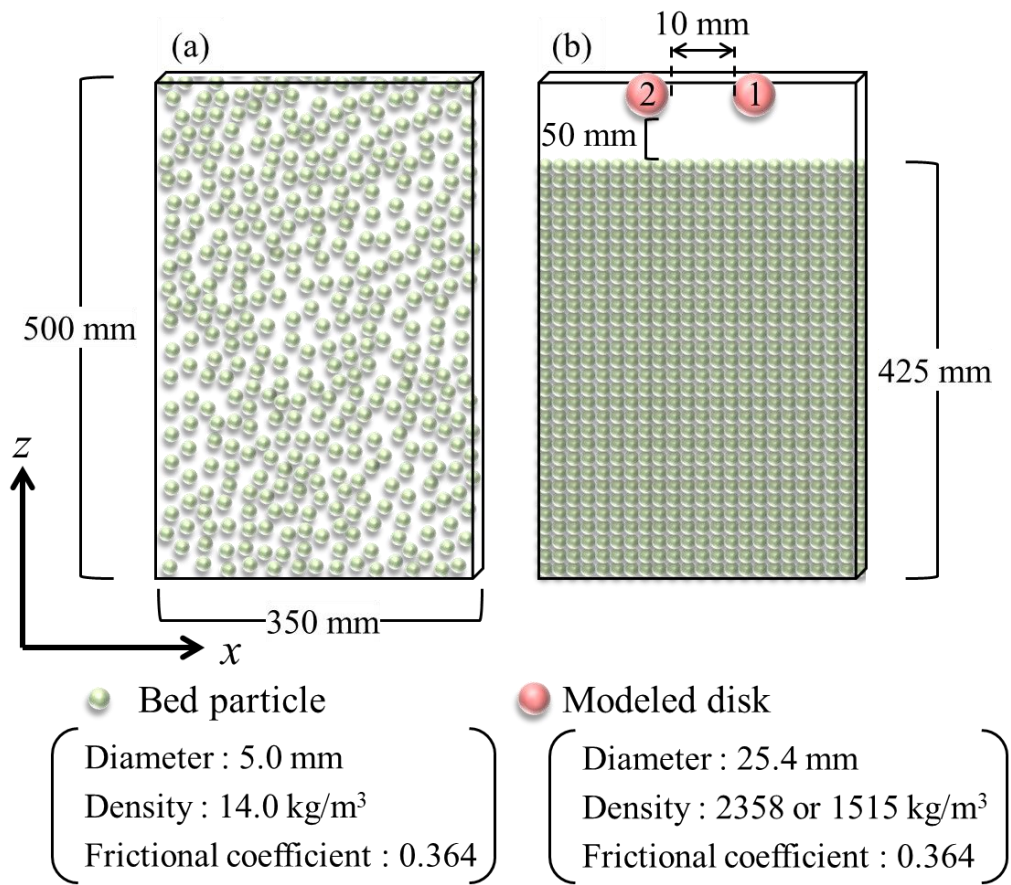


Fig. 4-3 Schematic diagram of the simulation procedure used to construct the particle bed.

((a): generating bed particles and (b): filling the particles)

Table 4-1 Simulation conditions for each component.

		Modeled disk	Bed particle	Wall
Density	ρ [kg/m ³]	1515, 2358	14.0	-
Diameter	d [mm]	25.4	5.00	-
Frictional coefficient	μ [-]	0.364	0.364	0.364
Mass	m [g]	13.0, 20.2	9.16×10^{-4}	-
Poisson's ratio	σ [-]	0.3	0.1	0.1
Young's modulus	E [GPa]	200	0.1	0.1

Table 4-2 Simulation common conditions.

Value used in eq. (4.8)	α	[-]	$\sqrt{5}$	($e_r \approx 0.0$)
Rolling frictional coefficient	c	[-]	2.67	
Viscosity of air	η_a	[Pa·s]	1.80×10^{-4}	
Particle bed height	h	[mm]	425, 2300	
Particle bed width	w_x	[mm]	350	
Length from bed surface	L	[mm]	50	
Simulation system height	w_z	[mm]	500	
Discrete time	dt	[s]	5.00×10^{-7}	

4-2-3 円盤周りの投影充填率

前章で述べたように、落下物周りの粒子層の充填状態はその落下挙動に大きく影響をおよぼすと考えられる。そのため本研究では、以下の手順で円盤上部と下部の投影充填率を取得した。**Fig. 4-4** に投影充填率を取得する領域の概略図を示す。投影充填率は一様乱数を用いて円盤の上部と下部領域(横幅：円盤の直径と同等の 25.4 mm, 高さ：円盤の直径の 1/4 の 6.35 mm)内の点をランダムに選び、その点に粒子が存在するかを円盤の位置を固定させた状態で 100,000 回繰り返して調べ、粒子が存在した点の割合により算出(上部領域： ϕ_1 , 下部領域： ϕ_2)した。

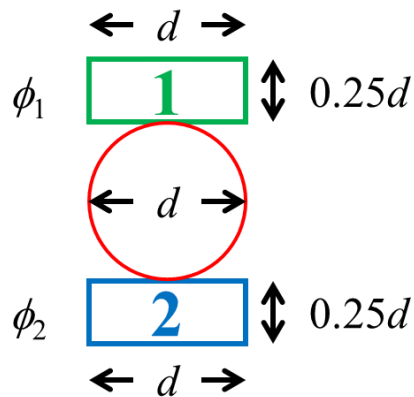


Fig. 4-4 Schematic diagram of areas used to calculate the two-dimensional packing fractions over and under the disk.

4-3 結果および考察

4-3-1 シミュレーションの妥当性確認

初めに本シミュレーションの妥当性を確認するために、Fig. 4-5 に経過時間に対する単一円盤の z 座標(四角形：実験，丸：シミュレーション(黒色：円盤質量 20.2 g，白色：13.0 g))を示す。なお，経過時間は円盤と粒子層が接触した時点を 0.0 s とし，実験結果は Fig. 2-4 (ii) の 3 回の平均値を再掲する。結果より，実験では円盤が容器底部へ 0.28 s で，シミュレーションでは質量に関わらず 0.22 s 付近で到達しており，円盤の落下速度が異なっていることがわかる。この違いは円盤が落下する際に生じる体積置換流れの方向に起因すると考えられる。Fig. 4-6 に各条件((a)：実験，(b, c)：シミュレーション(円盤質量(b): 20.2 g, (c): 13.0 g))における実験で円盤が容器底部へ到達する時間の半分(0.14 s, (i))と各条件での円盤高さがほぼ等しい時間(ii)での円盤周りのスナップショットを示す。図中に示すピンク色の円に着目すると，実験に比べシミュレーションでは，円盤質量に関わらず円盤上部の空隙が大きいことがわかる。本シミュレーションでは前後壁の摩擦を考慮していないため，この摩擦の有無が円盤の落下による体積置換流れの方向を変化させ，落下速度も実験に比べ大きくなったと考えられる。またわずかではあるが，

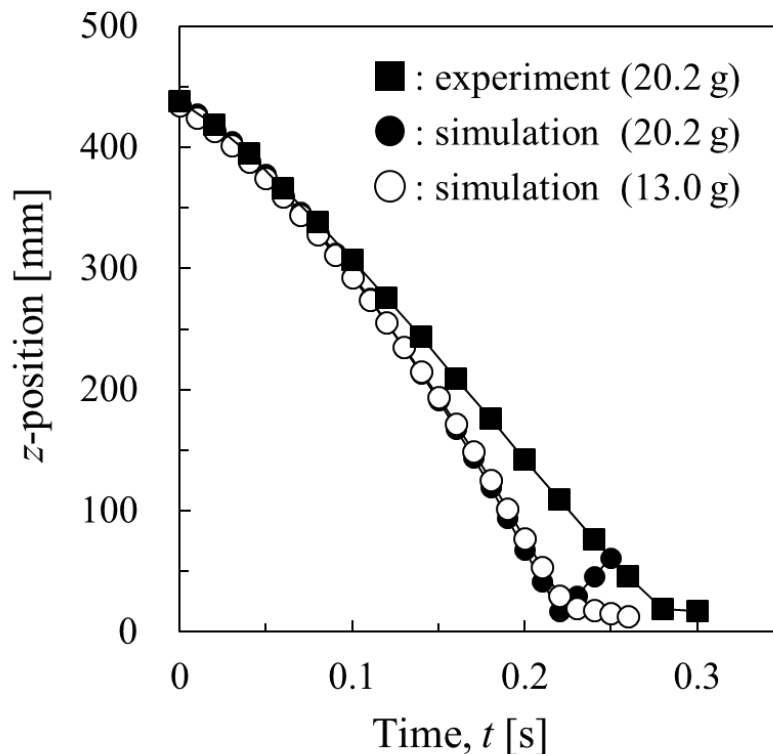


Fig. 4-5 Variation of the disk z -position values as a function of time in EPS particle bed with a height of 435 mm.

円盤質量が 13.0 g の条件の方がその空隙は小さいこともわかる。ここで、前後壁の摩擦が無い条件では、上部の層粒子から受ける力により実験に近い体積置換流れの方向を再現できると考え、粒子層高さを 425 mm から 2300 mm に変更し再度円盤を落下させた。**Fig. 4-7** に高さ 2300 mm の粒子層を用いた際の容器底部到達時間の半分の時刻(0.52 s)での円盤周りの層粒子のスナップショット(a)を示す。比較のため、高さ 425 mm の粒子層を用いた際の経過時間 0.14 s 時点でのシミュレーション(b)と実験(c)の結果も併せて示す。結果より、粒子層高さが 425 mm の条件に比べ 2300 mm の条件では、図中のピンク色の円で示すように円盤上部の空隙が小さいため、粒子層高さを増加させることにより実験で見られた体積置換流れに近づいたと言える。**Fig. 4-8** に経過時間に対する投入円盤の z 座標(a)と円盤上部領域の充填率 ϕ (b)を示す((i) : 粒子層高さ 2300 mm のシミュレーション, (ii) : 層高さ 425 mm の実験(Fig. 3-9 を再掲))。また ϕ は 2 種類の領域高さ(黒 : 領域高さ 25.4 mm, 白 : 6.35 mm)内での結果を示す。Fig. 4-8 (a-i)より円盤が粒子層中を落下する際、領域高さが 25.4 mm では ϕ の値が増加しているが、領域高さが 6.35 mm では ϕ の値が 10 %付近を取った後、容器底部付近である 0.90 s 以降では ϕ の値が増加していることがわかる。またその ϕ の値が 10 %付近を取る時間では、赤色の補助線で示すように円盤の落下速度が一定値を取っていることもわかる。この円盤上部の充填率と落下速度の関係は前章で見られた関係と類似であるため、前後壁の摩擦を考慮していない本シミュレーションでは、円盤質量が 13.0 g (密度 1515 kg/m³), 粒子層高さが 2300 mm が最も実験条件を反映しうる条件だと考え、この条件を用いて以下の検討を行う。

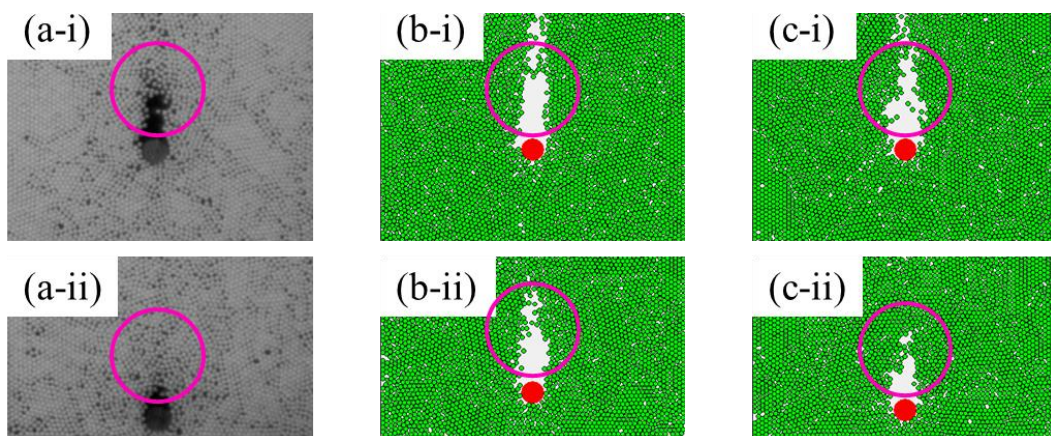


Fig. 4-6 Snapshots of single disk falling behavior in the particle bed at 0.14 s(i) and at the similar height (ii) ((a): experiment and (b, c): simulation (disk mass (b): 20.2 g, (c): 13.0 g)).

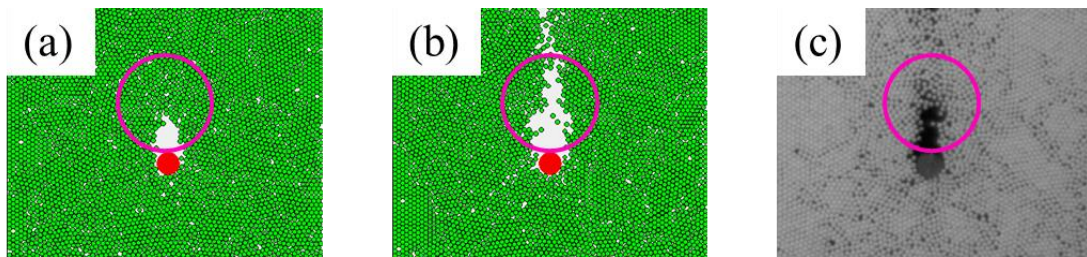


Fig. 4-7 Snapshots of single disk falling behavior in the particle bed at 0.52 s (a) and 0.14 s (b, c) ((a, b): simulation (bed height (a): 2300 mm, (b): 425 mm)) and (c): experiment).

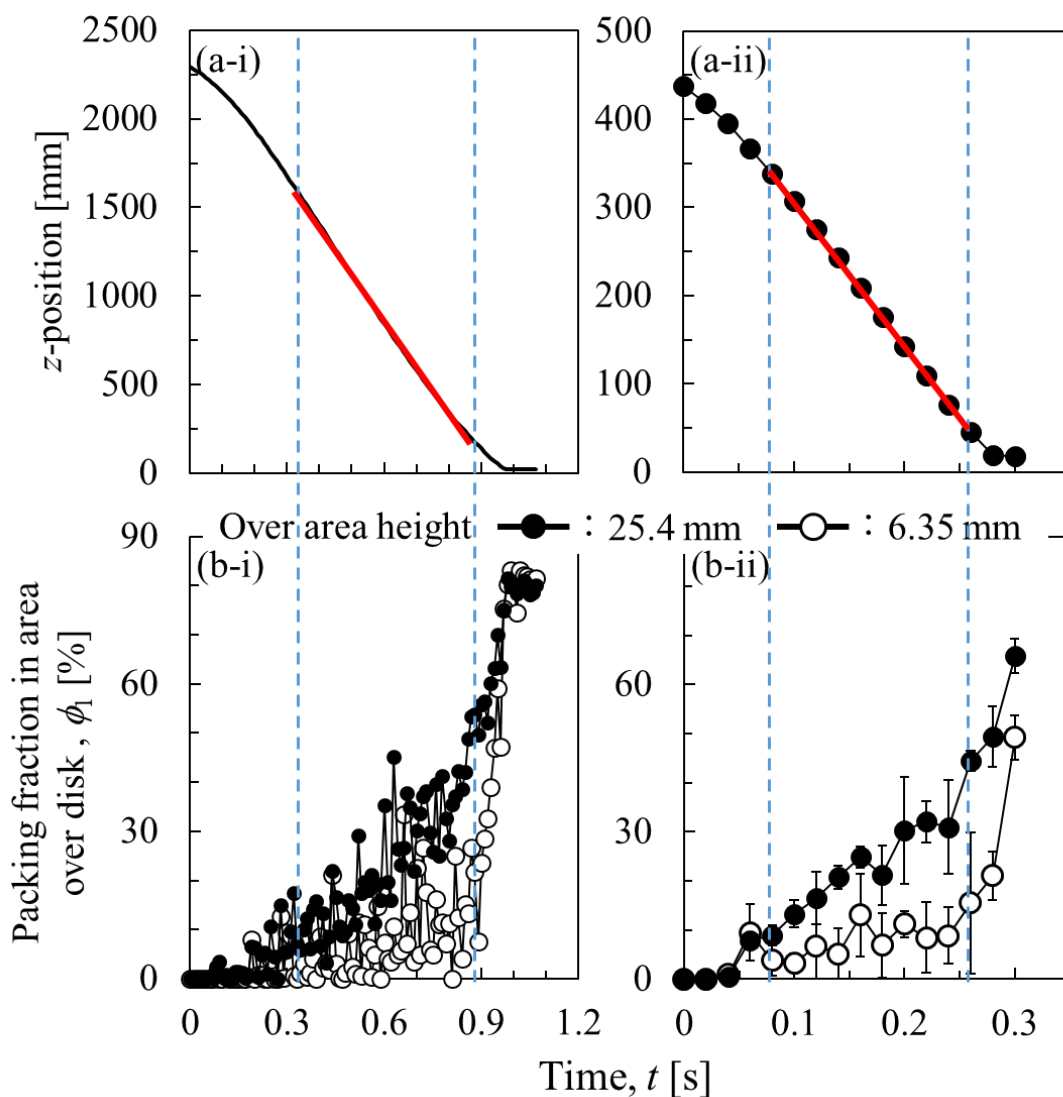


Fig. 4-8 Variation of the disk z -position values (a) and the packing fraction over the disk (b) as a function of time in the particle bed ((i): simulation and (ii): experiment (**Fig. 3-9 Reappearance**)).

4-3-2 時間差投入シミュレーションにおける2円盤の落下挙動

2円盤の追い越し挙動の検討するにあたり、4-2-2で述べたように前章にて第一円盤の減速が一番大きかった初期円盤間距離10 mm、円盤投入時間差0.076 sの条件を用いて検討を行った。Fig. 4-9に2円盤の軌跡とそれらに高低差が生じた際のスナップショット(a-g)を示す。なお、スナップショット内では第一円盤を赤色、第二円盤を黒色で示す。スナップショットより、経過時間0.24 sにて第一円盤が第二円盤の下部に位置しており(Fig. 4-9 (b))、0.45 sにて第二円盤の落下が第一円盤に追いつくことで高低差がほぼゼロになっていることがわかる(Fig. 4-9 (c))。また、その付近から両円盤の水平方向距離が増加していることがわかる。その後、第二円盤が第一円盤を追い越すことで0.58 sにて第二円盤が第一円盤の下部に位置し(Fig. 4-9 (d))、0.70 sにて第一円盤の落下が追いつくといった挙動が見られた(Fig. 4-9 (e))。それ以降も追い越された第二円盤が再び第一円盤に追いつくといった挙動(Fig. 4-9 (f,g))が見られた。よって、実験で見られた2円盤の追い越し挙動が本シミュレーションにおいて繰り返し生じることが確認できた。そのため、前後壁の摩擦は追い越し挙動の発生に必須ではないことが示唆された。

Fig. 4-10に経過時間に対する両円盤の z 座標(a)、落下速度(b)、円盤上部領域の充填率 ϕ_1 (c)をそれぞれ示す(赤：第一円盤、黒：第二円盤)。また、第一円盤の落下挙動と比較するため、 z 座標のみ単一円盤の結果を黒の破線で示す。加えて、挙動の変化を議論しやすくするために、経過時間0.27, 0.45, 0.70, 0.94 sそれぞれに破線を示した。Fig. 4-10 (a)より、経過時間が0.27 sから単一円盤と第一円盤の z 座標に変化が表れ始めていることがわかる。また Fig. 4-9で示したように、この結果からも0.45 sまでは第二円盤が上部に位置し、その後0.70 sまでは第一円盤が上部に位置し、再び0.94 sまでは再び第二円盤が上部に位置していることがわかる。ここで、これら5つの領域をそれぞれ領域0-4と呼ぶ。領域0に着目すると、その終盤の0.26 sで第一円盤の落下速度が減少し始めており、その時間付近で、第一円盤の ϕ_1 が増加し始めていることがわかる。そして、領域1の終盤である0.55 s第一円盤の落下速度が再び増加し始めており、その時間付近で第一円盤の ϕ_1 が減少し始めていることがわかる。同様に領域2では、第二円盤の落下速度が減少(増加)する時間付近で、 ϕ_1 が増加(減少)していることがわかる。また、領域2の初期において、両方の円盤の落下速度が少し減少していることがわかる。これは後述するが円盤上部の充填率ではなく、両円盤の水平方向距離が小さいことに起因する力の重ね合わせによるものだと考えられる。また、領域3においても、第一円盤の落

下速度が減少した時間と ϕ が増加した時間がほぼ一致していることがわかる。このような ϕ の値の増減は、Fig. 4-8 (i)より単一円盤を落下させた条件では見られなかったため、円盤が複数存在することに起因するものだと考えられる。また、前章で確認された「円盤上部の充填率増加に伴って落下速度が減少する」という傾向は前章では第一円盤にしは見られなかったが、本章では第二円盤にも見られた。そのため2円盤の追い越し挙動が繰り返し生じるためにも、円盤上部の充填率の増減が重要であることが示唆された。

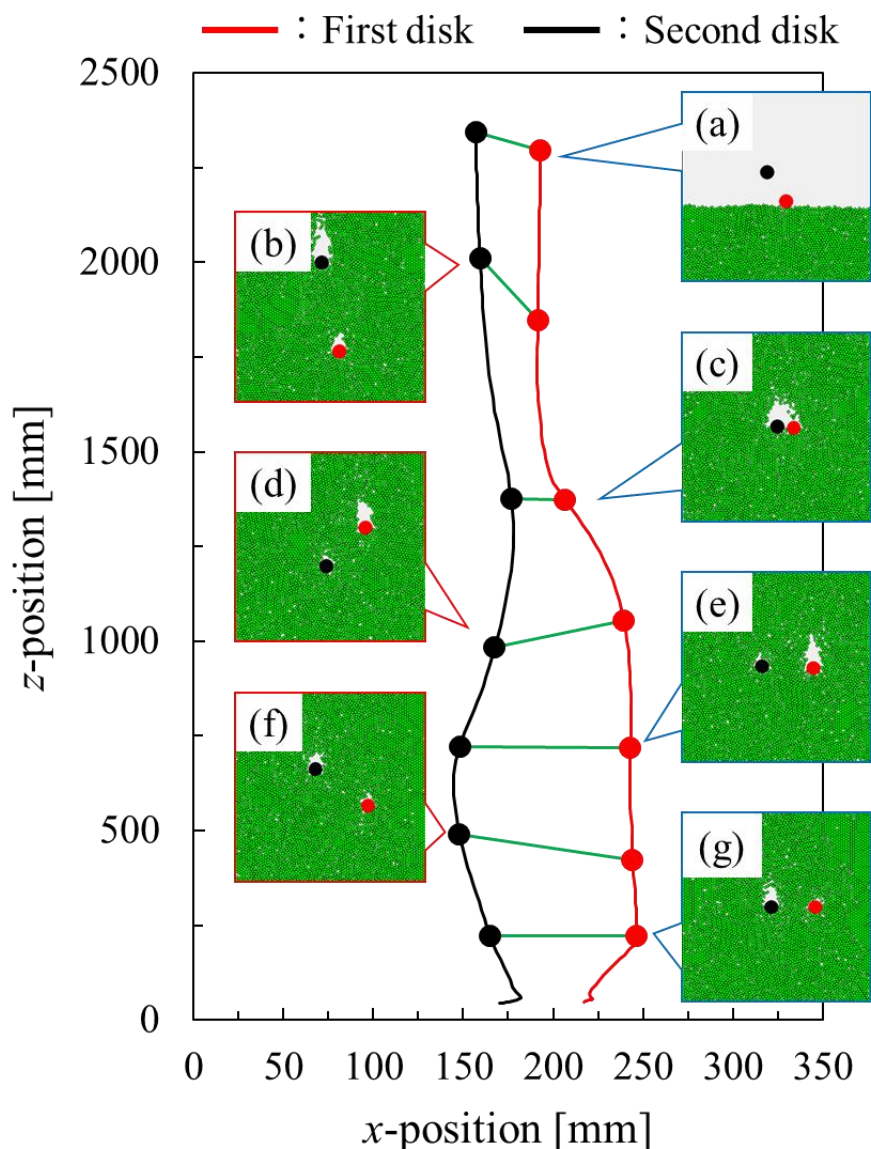


Fig. 4-9 Two-disk falling trajectories with snapshots at (a): 0.00 s, (b): 0.24 s, (c): 0.45 s, (d): 0.58 s, (e): 0.70 s, (f): 0.82 s, and (g): 0.94 s for an initial disk separation distance of 10 mm and disk release time difference of 0.076 s.

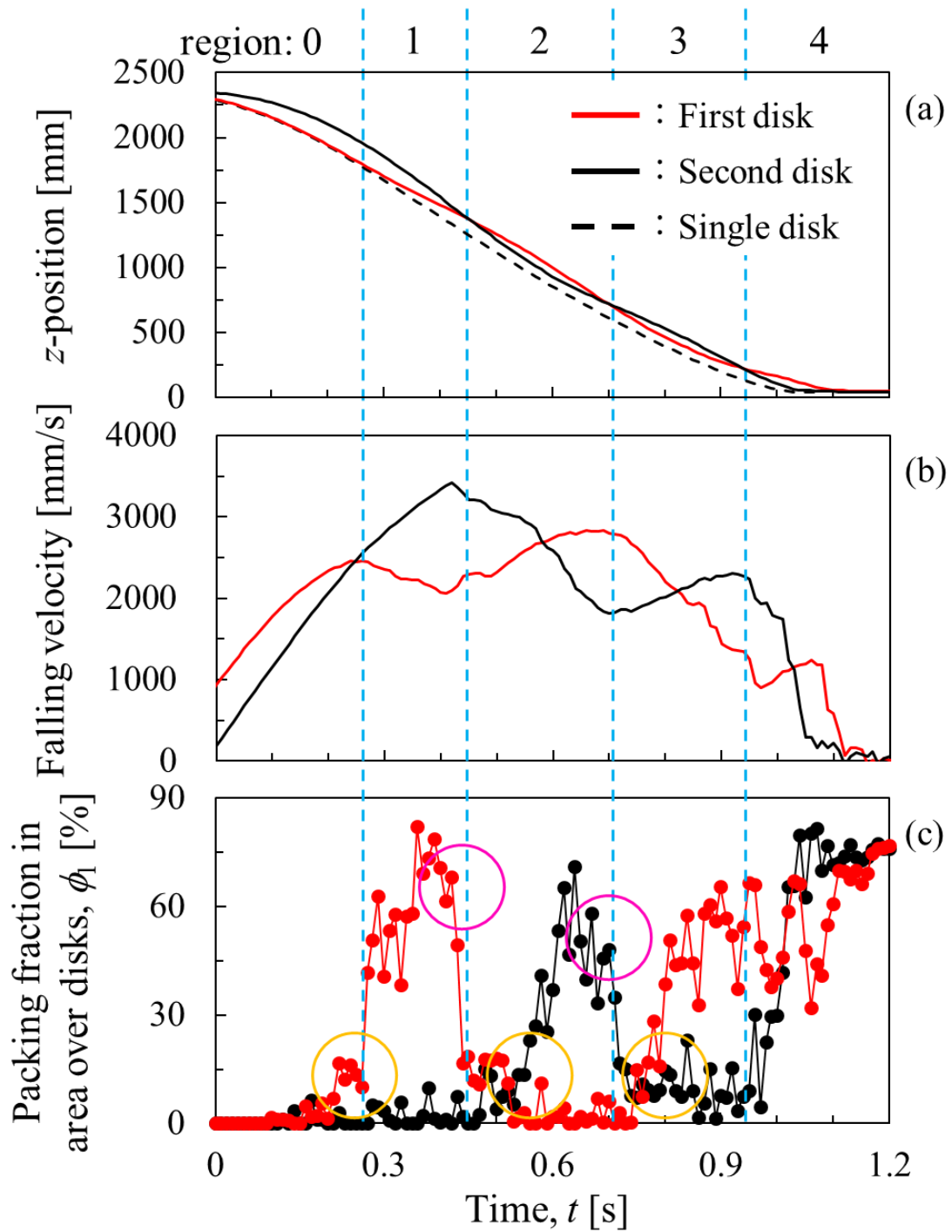


Fig. 4-10 Variation of z -position values (a), falling velocity (b), and the packing fraction over the disks (c) as a function of time (an initial disk separation distance of 10 mm and disk release time difference of 0.076 s).

Fig. 4-11 に第一円盤の ϕ_1 の値が増加、減少し始めた 0.26 s (a), 0.42 s (b)付近と、第二円盤の ϕ_1 の値が増加、減少し始めた 0.55 s (c), 0.70 s (d)付近での円盤周りの x 軸方向の粒子流れのスナップショットを示す。なお比較のため、経過時間 0.26 s のみ単一円盤を落下させた際と同じ経過時間で円盤周りの粒子流れのスナップショットを併せて示す(Fig. 4-11 (a'))。また、層粒子の x 方向速度が正值になるほど色が緑に、負値になるほど色が青くなるように設定している。はじめに第一円盤の ϕ_1 の値が増加し始めた Fig. 4-11 (a)を、単一円盤を落下させた結果(Fig. 4-11 (a'))と比較すると、黄色の円で示すように第一円盤上部の空隙が小さいことがわかる。これは第一円盤より高い位置に存在する第二円盤の落下の影響を受け、体積置換流れによる層粒子がより早く円盤上部に充填されたためだと考えられる。次に第一円盤の ϕ_1 の値が減少し始めた Fig. 4-11 (b)より、第二円盤周りの粒子流れの影響を受け、経過時間 0.44 s において第一円盤の上部領域に空隙が生じていることがわかる。その後の第二円盤の ϕ_1 の値が増加し始めた 0.55 s(Fig. 4-11 (c))では、第一円盤の落下によって黄色の円で示す 2 円盤間の領域では緑色の粒子に比べ青色の粒子の割合が多いことが確認できる。これも Fig. 4-11 (a)と類似し、単一円盤を投入した際には Fig. 4-11 (a')のような空隙が円盤上部に出来るが、第一円盤が第二円盤よりも上部から落下してくる影響を受けていることで、第二円盤上部への粒子流れが促進されているためだと考えられる。その後、第二円盤の ϕ_1 の値が減少し始める直前の 0.68 s 付近(Fig. 4-11 (d))では、ピンク色の円で示す 2 円盤間の領域において青色の粒子の割合が多かったが、0.70 s を境に緑色の粒子の割合が増え、第一円盤の方向へ流れる粒子流が多くなっていることがわかる。この粒子流れ方向の切り替わりにより、第二円盤の ϕ_1 が減少した後、第一円盤の ϕ_1 の値が増加したと考えられる。

前章にて、 ϕ_1 の値の増加により円盤下部から上部への体積置換流れが生じにくくなり、円盤落下への抵抗力が大きくなることで、円盤の落下速度が減少すると提案した。そのため、円盤下部の充填状態も確認する必要がある。Fig. 4-12 に経過時間に対する両円盤の z 座標(a)と円盤下部領域の充填率 ϕ_2 (領域高さ 6.35 mm(b), 25.4 mm(c))をそれぞれ示す(赤：第一円盤，黒：第二円盤)。また、Fig. 4-10 に示した青色の破線も併せて示す。Fig. 4-12 (b), (c)より、充填率算出領域高さが異なる両条件(6.35 mm, 25.4 mm)において ϕ_2 の値は多少の変動はあるものの、その値は 75 %付近で変動しており大きな違いは見られなかった。そのため、追い越し挙動が生じる際に円盤下部の充填状態に顕著な変化はなく、前章で提案したように円盤上部領域の充填状態が重要となることがわかった。

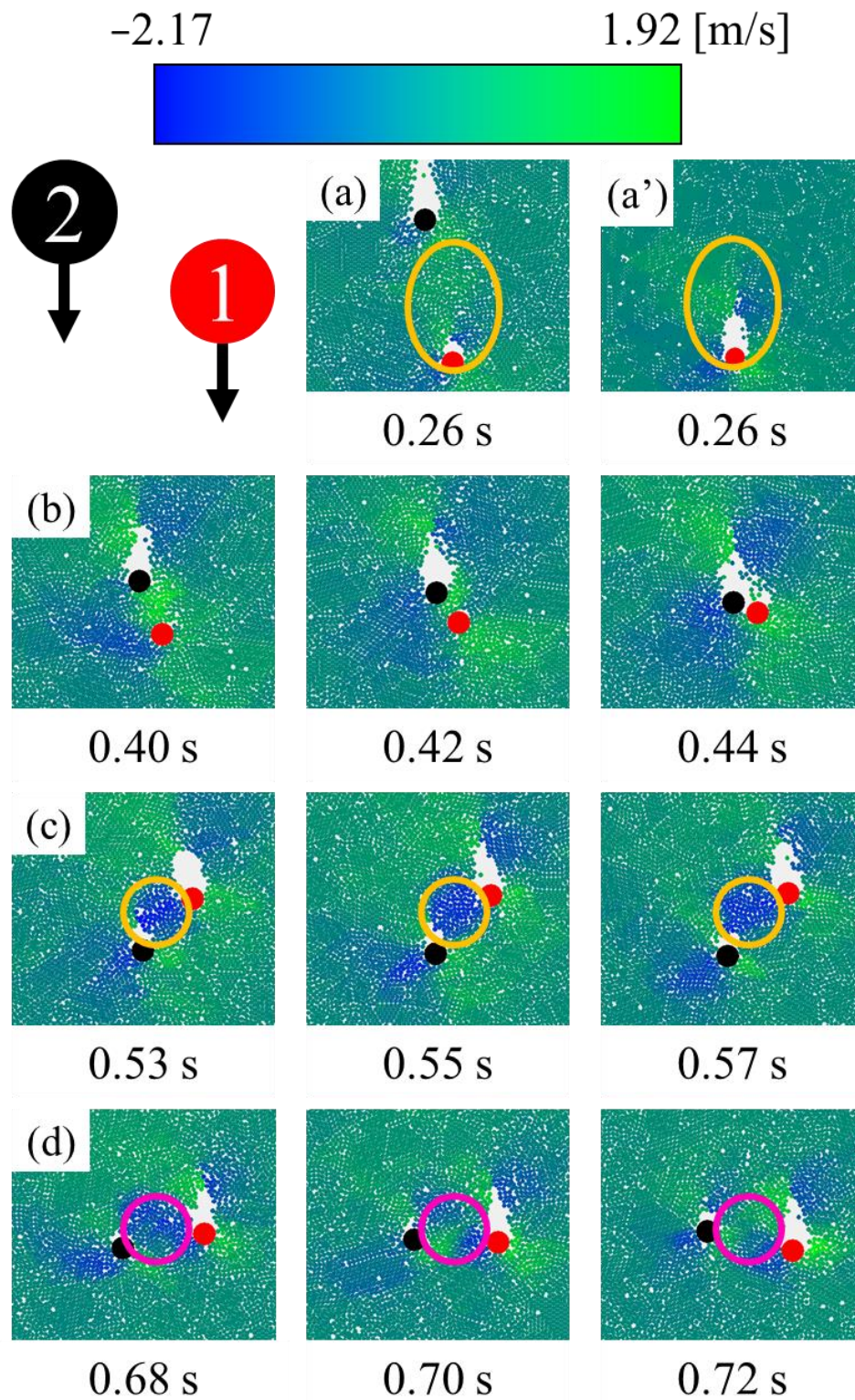


Fig. 4-11 Snapshots of the particle flow velocities (in the x-axis direction) between the two disks at (a): 0.26 s ((a'): single disk), (b): 0.40-0.44 s, (c): 0.53-0.57 s, and (d): 0.68-0.72 s.

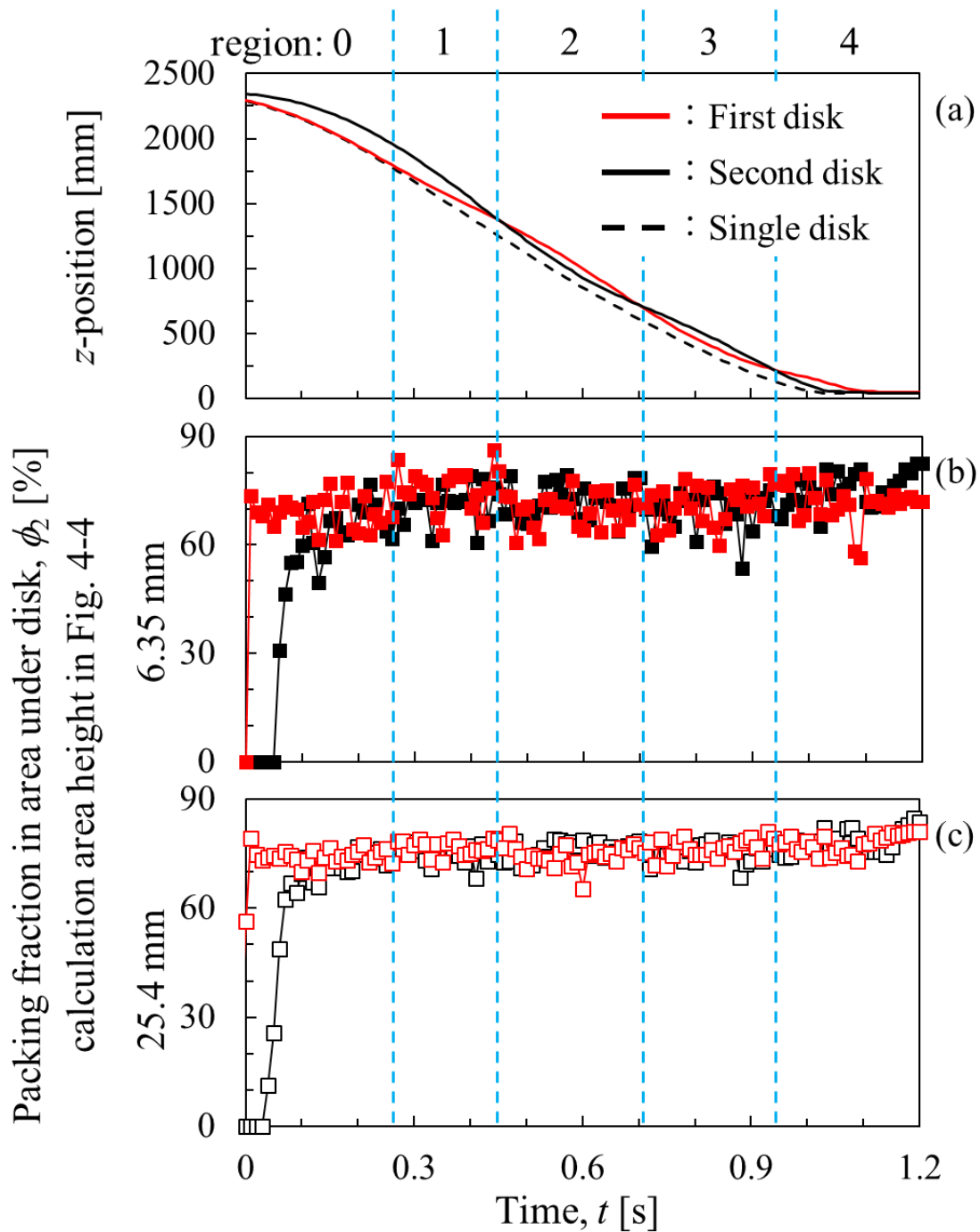


Fig. 4-12 Variations of z-position values (a), the packing fraction under the disks (b, c) (area height for calculating the packing fraction (b): 6.35 mm and (c): 25.4 mm) as a function of time (an initial disk separation distance of 10 mm and disk release time difference of 0.076 s).

次に、追い越し挙動が生じる際の円盤と層粒子間に生じるフォースチェーンを可視化した。**Fig.4-13** に各円盤の ϕ_1 の値が増加、減少後(第一円盤の ϕ_1 の値が増加後(a): 0.30 s 付近, 減少後(b): 0.52 s 付近, 第二円盤の ϕ_1 の値が増加後(c): 0.66 s 付近, 減少後(d): 0.78 s 付近)での粒子層内での物体間(円盤-粒子, 粒子-粒子)に生じた接触力と円盤周りの粒子状態のスナップショットを示す。なお, 物体間の接触力とは各物体間の接触点における法線方向と接線方向の合力を表し, 図中の赤線は粒子間での接触力を表し, 100 mm の線の長さは 10 mN の接触力を表す。また, 図内で赤色の密度が濃い箇所は, 多くの方向から接触力を受けており, 大きな接触力(フォースチェーン)が働いていることを意味する。第一円盤の ϕ_1 の値が増加後の Fig.4-13(a)では, 第一円盤下部の粒子層に大きなフォースチェーンが働いていることがわかる。その後第一円盤の ϕ_1 の値が減少後の Fig.4-13 (b)では, 第一円盤下部のフォースチェーンは小さくなっていることがわかる。一方, この時刻において第二円盤の ϕ_1 の値が増加し始めているため, 第二円盤に小さいフォースチェーンがかかり始めていることもわかる。同様に第二円盤の ϕ_1 の値が増加・減少後の Fig.4-13 (c), (d)では, その ϕ_1 の値によって第二円盤周りの層粒子にフォースチェーンが変化しており, 加えて Fig.4-13(d)での時刻では, 第一円盤の ϕ_1 の値が増加し始めているため, その周りの層粒子には小さいフォースチェーンが働き始めていることもわかる。

次に, 追い越し挙動発生時のフォースチェーンの広がり方を調べるために, **Fig. 4-14** に単一円盤を投入した際((a): 0.45 s)と 2 円盤の追い越し挙動が生じる時間付近((b): 0.45 s, (c): 0.69 s)での円盤周りのフォースチェーンのスナップショットを示す。Fig. 4-14 (a)より, 単一円盤を投入した際はフォースチェーンが放射状に広がっていることがわかる。2 円盤の追い越し挙動が生じる際に水平方向距離が小さい場合は, Fig. 4-14(b)からもわかるようにフォースチェーンは単一円盤を投入した際に生じる放射状のフォースチェーンを重ね合わせたような広がり方をしていることがわかる。この重ね合わせによる影響により Fig. 4-9 でも見られたように, 経過時間が 0.45 s 付近で両円盤の水平方向距離が広がり始め, また Fig. 4-10(b)より追い越された第一円盤と追い越した第二円盤の落下速度が少し減少したと考えられる。しかし, それ以降は水平方向距離が大きくなったため, 追い越し挙動が生じる際も Fig. 4-14(c)からわかるようにフォースチェーンの重ね合わせが生じにくくなり, 垂直方向へおよぼす影響は小さくなったと考えられる。

第 2 章にて, 固定物体近傍を円盤が落下する際に円盤の落下速度の減少が確認できたため, 追い越し挙動が発生する際に追い越す円盤(本章では第二円盤)の落下速度が減少

すると考えたが、前章ではそのような追い越す円盤の落下速度の減少は確認できなかった。そして、本章で得られた結果より、追い越し挙動発生時の第二円盤の落下速度の減少が確認できたため、第2章で立てた予想自体は概ね正しかったと言える。しかし、2円盤が落下する条件ではその減少量は微小となるため、第3章ではその微小な落下速度の減少を確認できなかったと考えられる。

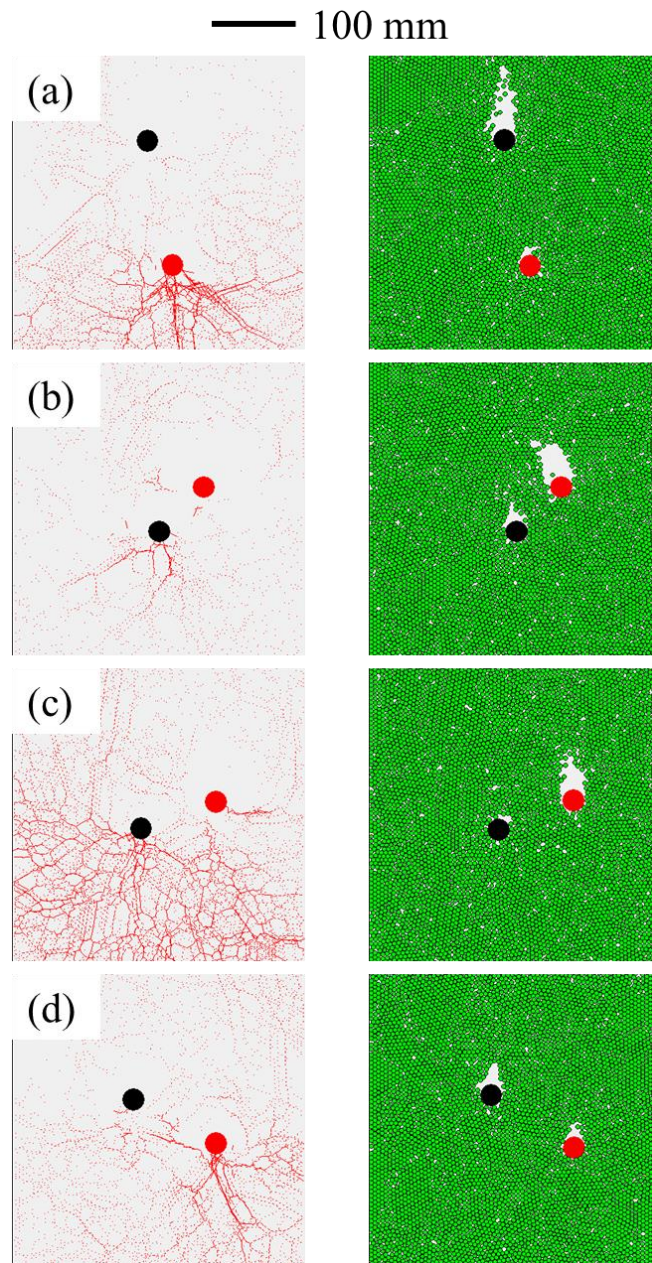


Fig. 4-13 Snapshots showing the contact forces between the objects in a particle bed and bed particle around falling disks at around (a) 0.30 s, (b) 0.52 s, (c) 0.66 s, and (d) 0.78 s.

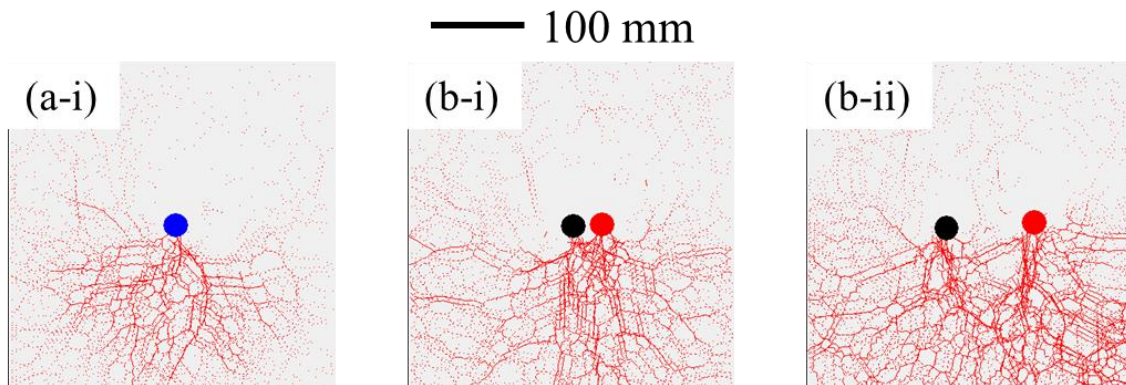


Fig. 4-14 Snapshots showing the contact forces between the objects in a particle bed and bed particle around falling single (a) and double (b) disks at around (i) 0.45 s and (ii) 0.69 s.

4-3-3 繰り返し生じる2円盤追い越し挙動のメカニズム

前章にて、2円盤の追い越し挙動のメカニズムを提案した。そこで、本章で得られた結果を踏まえ、その追い越し挙動が繰り返し発生する際のメカニズムを新たに提案する。**Fig. 4-15**に繰り返し生じる2円盤の追い越し挙動のメカニズムの模式図を示す。なお、**Fig. 4-15 (a-c)**は前章にて提案した2円盤の追い越し挙動のメカニズムである。時間差を与え2円盤を投入したこと(**Fig. 4-15 (a)**)により、後に投入された第二円盤の落下による粒子流れの影響を受け、先に投入された第一円盤上部領域の充填率が増加する(**Fig. 4-15 (b)**)ため、第一円盤周りの体積置換流れが抑制される。その結果、落下への抵抗力が大きくなり(**Fig. 4-15 (c)**)、第一円盤が減速し、第二円盤による追い越し挙動が生じる(**Fig. 4-15 (d)**)。その後、追い越し挙動が生じることで第二円盤の位置が第一円盤よりも低くなり、第二円盤下部から第一円盤上部への粒子流れが、第一円盤下部から第二円盤上部へとその方向を変化させる。その結果、第二円盤上部の充填率が増加し始め(**Fig. 4-15 (e)**)、**Fig. 4-15 (c)**と同様の作用が生じ、第二円盤周りの体積置換流れが抑制され落下速度が減少し始める(**Fig. 4-15 (f)**)。その後、両円盤の落下速度の大小関係が逆転した後、第一円盤が第二円盤を追い越す(**Fig. 4-15 (g)**)。その後は**Fig. 4-15 (b)**と同様の作用が生じ第一円盤上部の充填率が増加し(**Fig. 4-15 (h)**)、落下速度が減少し(**Fig. 4-15 (c)**)、第二円盤が第一円盤を追い越す。これら**Fig. 4-15 (b)-(g)**のように他の円盤の落下による粒子流れの変化により、円盤上部の充填率が増加(減少)し、それに伴って落下速度が減少(増加)するため、2円盤の追い越し挙動が繰り返し発生すると考えられる。

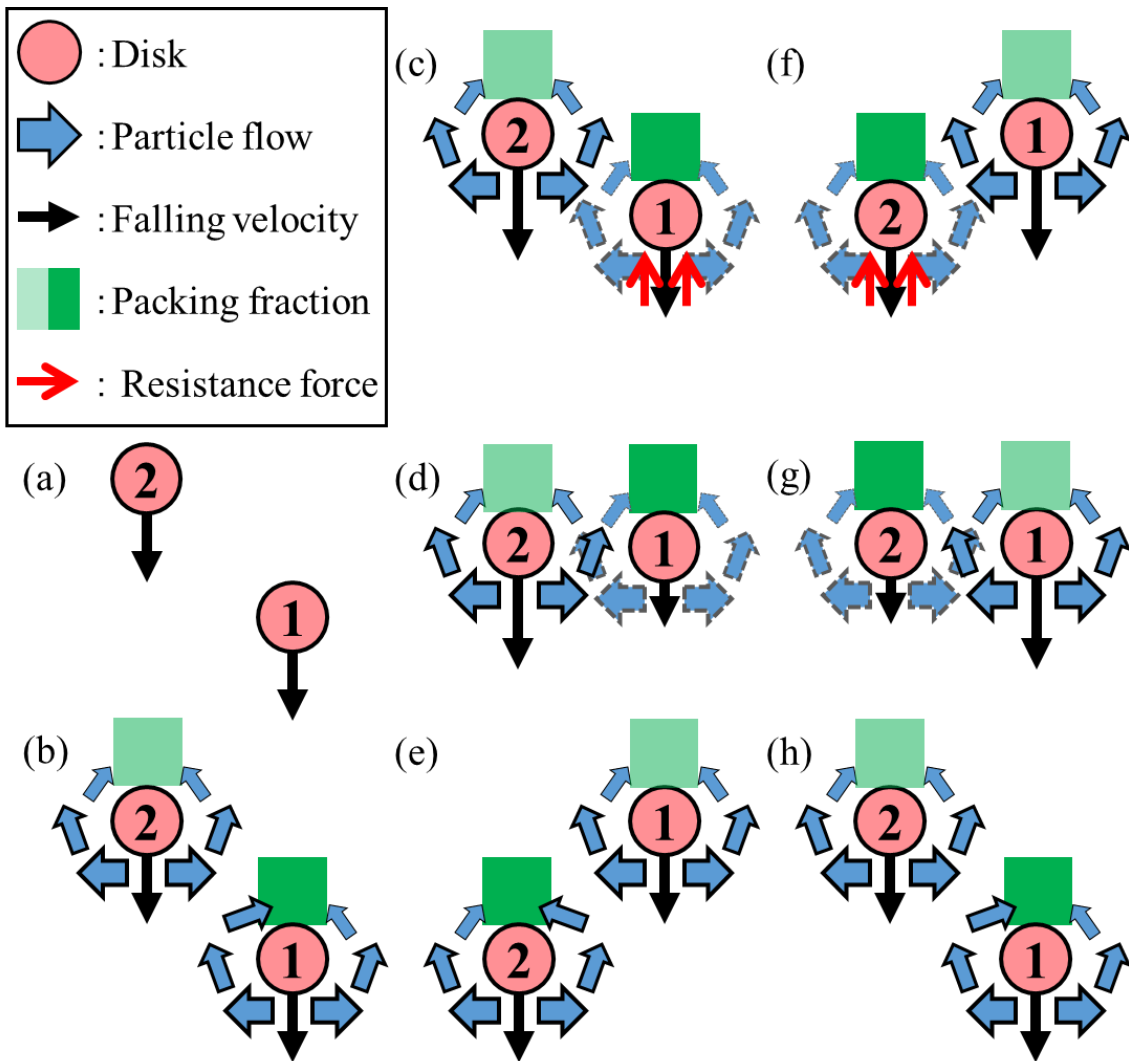


Fig. 4-15 Schematic diagram of two-disk repeatedly overtaking behavior.

4-4 結言

本章では、DEM シミュレーションを用いた検討を通して、粒子層にかかるフォースチェーンや円盤周りの充填率、粒子流れに着目することで、2円盤を時間差で投入した際に繰り返し生じる追い越し挙動の発生メカニズムについて検討した。

単一円盤を投入した検討では、前後壁の摩擦を考慮していない本シミュレーションにおいて、円盤質量：13.0 g、高さ 2300 mm の粒子層を用いることで、落下速度が一定の領域では円盤上部の充填率が 10%付近で一定値を取るという実験と同様の傾向が見られた。そのシミュレーション条件を用いて、粒子層中に2円盤を 0.076 s の時間差で投入したところ、本シミュレーションにおいても実験と類似した追い越し挙動が本章では複数回確認された。また、その追い越し挙動が生じる際の落下速度の減少は円盤上部の充填率増加によるものだとわかった。これは前章で提案したように、円盤上部の充填率の増加が円盤落下時の体積置換流れを抑制し、落下への抵抗力を増加させるためである。また本章では、前章では見られなかった円盤上部の充填率増加・減少による落下速度の減少・増加が複数回確認され、それに伴い追い越し挙動が複数回生じていることがわかった。この充填率の増加・減少は追い越し挙動が生じた際の円盤間の粒子流れの方向の変化に起因する。追い越し挙動が生じることで、追い越す円盤下部から追い越される円盤上部への粒子流れが、追い越された円盤下部から追い越した円盤上部へとその方向を変化させる。これにより、追い越された(追い越した)円盤上部の充填率は減少(増加)し、落下速度が増加(減少)する。この作用が繰り返し生じることで、2円盤による追い越し挙動が繰り返し発生すると考えられる。

この2円盤による複数回の追い越し挙動は5円盤投入時に生じる特異協調挙動が複数回発生するために必要だと考えられる。しかし、追い越し挙動のメカニズムを特異協調挙動の発生メカニズムに直接適用することはできない。なぜなら、前章と本章での検討は時間差をつけ2円盤を投入しているが、特異協調挙動は5円盤を粒子層へ同時に投入した際に生じる現象であるためである。そこで次章では5円盤を投入したシミュレーションを行い、前章と本章の結果を踏まえ、特異協調挙動の発生メカニズムを提案する。

Nomenclatures

b	: radius of contact area	[m]
c	: coefficient of rolling friction	[-]
d_{ij}	: center distance between i -th and j -th objects	[m]
dt	: discrete time	[s]
E	: Young's modulus	[Pa]
e_r	: coefficient of restitution	[-]
F	: translational force	[N]
F_d	: fluid drag force	[N]
g	: gravitational acceleration	[m/s ²]
h	: particle bed height	[m]
I	: moment of inertia	[kg · m ²]
K	: elastic coefficient in particle	[N/m]
L	: length from particle bed surface	[m]
\mathbf{n}	: normal unit vector at the contact plane	[-]
M	: moment	[N · m]
M_r	: moment caused by rolling friction	[N · m]
m	: mass of an object	[kg]
r	: radius of an object	[m]
t	: time	[s]
\mathbf{t}	: tangential unit vector at the contact plane	[-]
\mathbf{v}	: translational velocity	[m]
w_x	: particle bed width	[m]
w_z	: simulation system height	[m]
\mathbf{x}	: translational displacement	[m]
x	: x -coordinate value	[m]
z	: z -coordinate value	[m]
α	: value used in eq. (4.6)	[-]
δ	: relative displacement	[m]
η	: viscous coefficient	[kg/s]

θ	:	contact angle between objects	[rad]
ρ	:	density of an object	[kg/m ³]
μ_p	:	frictional coefficient of an object	[-]
σ	:	Poisson ratio	[-]
ω	:	angular displacement	[rad]

<Subscript>

a	:	air
n	:	normal direction
t	:	tangential direction

第 5 章 粒子層内で生じる 5 円盤の特異協調挙動の発生メ カニズムのシミュレーション解析

5-1 緒言

5 円盤の特異協調挙動はすでに説明してきたように、各円盤の落下速度が増減することにより、円盤は上に凸、下に凸の配置を繰り返す。その落下速度の増減のメカニズムを解明するために、2 円盤の落下に限定した実験(第 3 章)、およびシミュレーション(第 4 章)による検討を行った。円盤の落下速度の減少は、円盤下部から上部への体積置換流れの抑制に伴う落下への抵抗力の増加に起因することが明らかとなった。そして、その体積置換流れは周囲の円盤の落下による粒子流れに伴う円盤上部の充填率増加によるものだとわかった。一方、落下速度の増加は、追い越された円盤下部から追い越した円盤上部への粒子流れが生じることで、追い越された円盤の落下への抵抗力の減少に起因すると分かった。しかし、2 円盤の落下速度の増減のメカニズムのみでは特異協調挙動の発生メカニズムは提案できないと考えられる。なぜなら、この 2 円盤の落下速度の増減は両円盤が高低差を有する際に生じる現象であり、特異協調挙動は 5 円盤を粒子層へ同時にした際に生じるため、円盤同士に高低差が生じるためのトリガーを調べる必要がある。また、2 円盤間のみを考えるのであれば、円盤の配置は凸形状ではなくジグザグ状になると考えられる。これらの理由から、特異協調挙動の発生メカニズムを提案するにあたり、5 円盤によるさらなる検討が必要であると考えられる。

特異協調挙動の発生メカニズムを考えるにあたり、容器側壁の影響は除外しなければならない。なぜなら Pacheco-Vázquez と Ruiz-Suárez の報告では、側壁付近の層粒子に大きな動きは見られず、円盤の落下挙動に対して側壁がおよぼす影響は小さいと考えられるためである。Solano-Altamirano ら[37]は粒子層(横幅：400 mm、高さ：800 mm)へ 5 円盤を同時に投入した 2 次元 DEM シミュレーションを行い、粒子層にかかるフォースチェーンを示し、円盤の落下に伴う円盤の相対位置により、円盤下部のフォースチェーンの広がり大きさの大小関係が交互に入れ替わることで、特異協調挙動は発生すると報告している。しかし、その落下挙動を確認すると、大きな接触力が側壁まで連なっており、円盤の落下挙動は側壁の影響を受けているように見えるため、特異協調挙動の発生メカニズムの詳細は不明なままであると言える。

本章では、DEM シミュレーションを用いて、粒子層に 5 円盤を同時に投入した際の落下挙動のシミュレーションを行った。そして、前章までの結果を踏まえ、容器側壁の影響、円盤と粒子層との接触力、円盤上部の充填率、円盤周りの粒子流れの結果をもとに、特異協調挙動の発生メカニズムを議論した。

5-2 シミュレーション方法

粒子層の作成手順は前章と同様であるため、概略のみを述べる。**Fig. 5-1** にシミュレーションを行う系の概略図を示す。また、本章においても奥行き 1 層の 2 次元 DEM シミュレーションを用いた。前章では扱う円盤の数が 2 個だったことに対し、本章ではその数が 5 個となる。そこで側壁の影響を検討するため、容器の横幅を前章の 350 mm から 900 mm と 2700 mm に変更し、その容器内(高さ 2700 mm)に層粒子(粒子径: 5.00 mm, 密度: 14.0 kg/m³, 摩擦係数: 0.364)をランダムに発生させ、それらを重力により落下させ、粒子層の高さが 2300 mm となるように上部の層粒子を削除した。そして、粒子層表面から 50 mm の高さに 5 つのモデル円盤(直径: 25.4 mm, 密度: 1515 kg/m³, 摩擦係数: 0.364)を水平に隙間なく配置し、重力により投入した。5 円盤の配置関係を議論しやすくするため、初期配置で両端の円盤を「左端: Left outer disk, 右端: Right outer disk」、中央に位置する円盤を「Center disk」、Outer disks と Center disk の間に位置している円盤を「Center disk の左側: Left side disk, 右側: Right side disk」とする。また、前章までの条件と異なり円盤の表面間距離をゼロの条件で投入するのは、**1-3** ですでに紹介したように本挙動を最初に報告した Pacheco-Vázquez と Ruiz-Suárez が、円盤間距離の増加に伴って上に凸と下に凸の配置が水平に近づき、特異協調挙動が発生しにくくなったと報告しているためである。

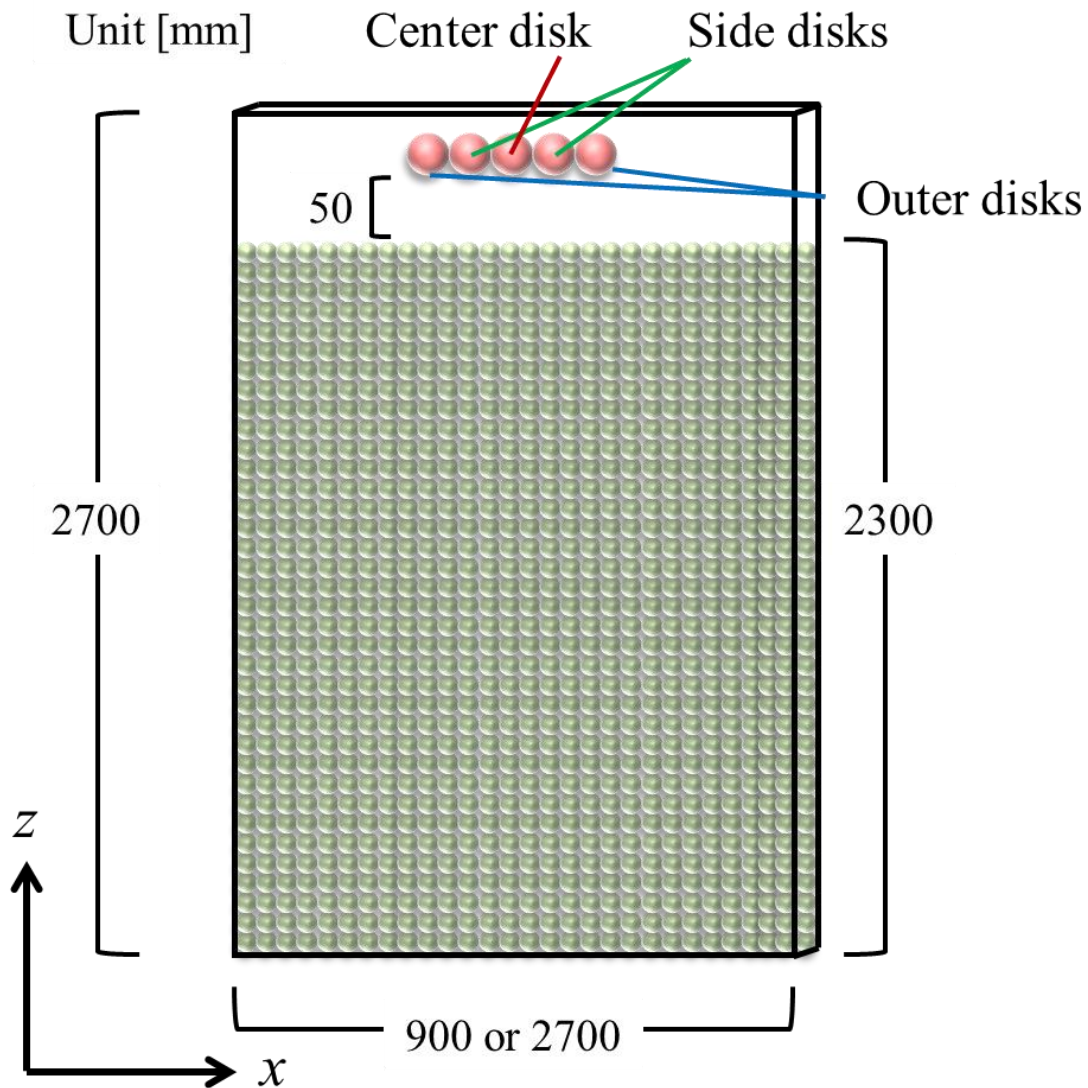


Fig. 5-1 Schematic diagram of simulated system, showing the disks and particle bed.

5-3 結果および考察

5-3-1 シミュレーション内での特異協調挙動

Fig. 5-2 に粒子層(横幅×高さ : 900 × 2300 mm)内での 5 円盤の落下挙動のスナップショットを示す。Fig. 5-2 (a)は円盤と粒子層衝突時のスナップショットである。Fig. 5-2 (b)において、円盤は粒子層の約 1/5 の位置まで落下しているが、その配置は水平を保っていることがわかる。円盤は落下するにつれて、その配置は上に凸になっていることがわ

かる(Fig. 5-2 (c))。円盤の配置が水平になった後(Fig. 5-2 (d)), Center disk と Side disks は端円盤よりも早く落下し(Fig. 5-2 (e)), そして, その配置は最終的に下に凸になっていることがわかる(Fig. 5-2 (f))。下に凸になった後も上に凸な配置になる過程として, その配置が水平になっていることもわかる(Fig. 5-2 (g))。この結果より, 本シミュレーション条件においても特異協調挙動の発生が確認できた。次に, 粒子層の側壁が円盤の落下挙動に与える影響について検討する必要があるため, Fig. 5-3 に粒子層(横幅×高さ : 2700 × 2300 mm)内での 5 円盤の落下挙動のスナップショットを示す。比較のため, 同じ縮尺での横幅が 900 mm の粒子層を用いた際のスナップショットを右に示す。結果より, 横幅が 2700 mm の粒子層においても上に凸と下に凸の円盤配置となっており, 特異協調挙動の発生が確認できる。また粒子層の横幅に関わらず, 黒の破線で示すように上に凸と下に凸な配置を取る高さがほぼ同じであることも確認できる。円盤の落下挙動を比較しやすくするため, Fig. 5-4 に経過時間 t に対する Left outer disk と Center disk の z 座標の変化と円盤配置のスナップショットを示す((a) : 横幅 900 mm, (b) : 横幅 2700 mm)。また図中では, 青い円は両円盤の高低差が逆転する点を, 赤い円は円盤の配置が最も上に凸と下に凸になる点をそれぞれ表す。結果より, 経過時間が 0.35 s 付近から緑の円で示すように両条件とも Center disk と Left outer disk に高低差が生まれ始め, スナップショットからもわかるように横幅 900 mm では 0.72 s 付近まで, 横幅 2700 mm では 0.68 s 付近まで円盤の配置は上に凸となっている。その後追い抜き挙動が発生し, 横幅 900 mm では 1.13 s 付近まで, 横幅 2700 mm では 1.02 s 付近まで円盤の配置は下に凸となっている。ここで, 図中の青色の縦線で示すように高低差がゼロの領域を領域 0, その後各追い抜き挙動が生じるまでの各区間を時間が早い順に領域 1 – 3 とした。Fig. 5-4 (a) と (b) を比較すると, Fig. 5-4 (b) での領域 2, 3 の開始点は Fig. 5-4 (a) に比べ, 多少早いものの, 円盤の配置変化は容器の横幅はほぼ影響がないことがわかる。この結果は容器の横幅が少なくとも 900 mm 以上であれば, 側壁の影響は特異協調挙動に対して小さいことを示唆している。よって, これ以降は横幅が 900 mm の粒子層を用いて, 特異協調挙動の発生メカニズムを検討する。また, Fig. 5-4 で示したように, 領域 3 において円盤間の追い越し挙動が途中で終了しているため, 本章では領域 3 について詳細には検討しない。

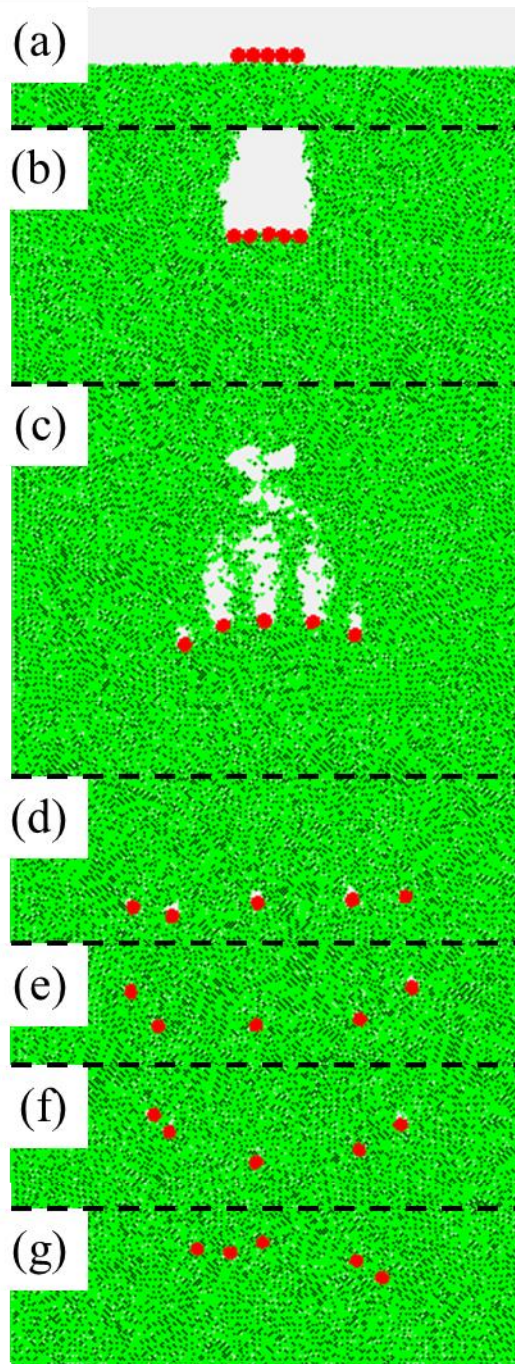


Fig. 5-2 Combined snapshots of the falling behavior of the simulated disks in a particle bed with a width of 900 mm after (a) 0.10 s, (b) 0.29 s, (c) 0.54 s, (d) 0.72 s, (e) 0.81 s, (f) 0.94 s, and (g) 1.13 s.

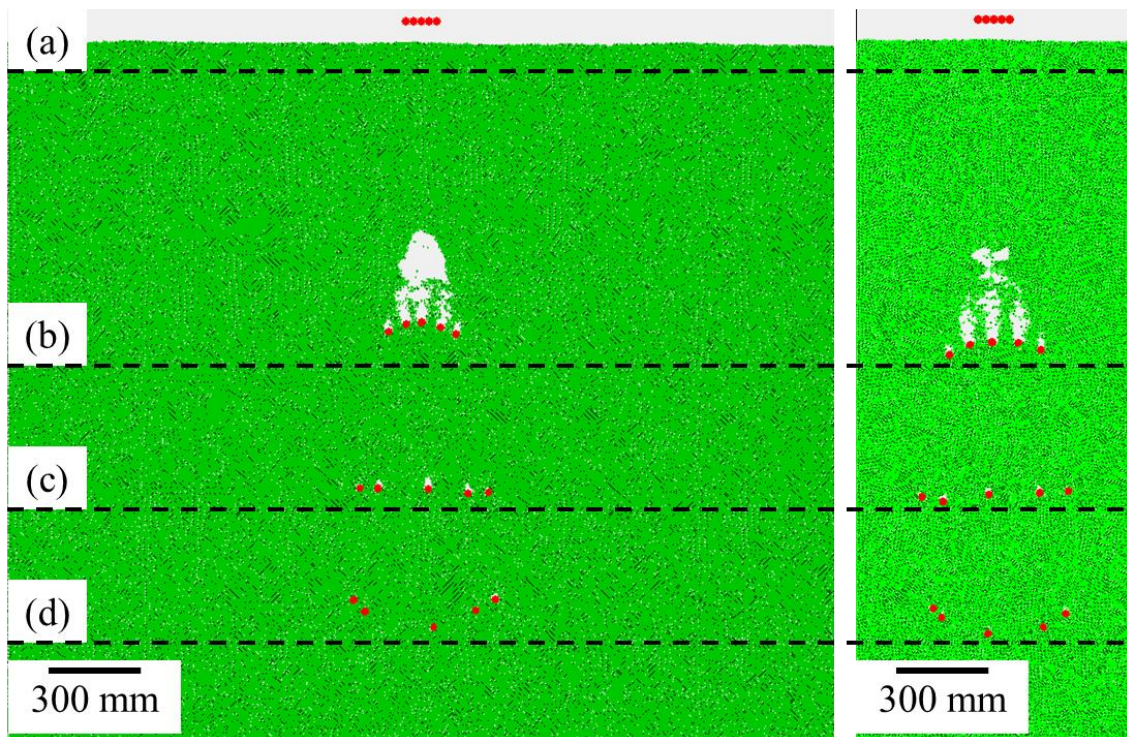


Fig. 5-3 Combined snapshots of the falling behavior of the simulated disks in a particle bed with a width of 2700 mm after (a) 0.00 s, (b) 0.50 s, (c) 0.68 s, and (d) 0.87 s.

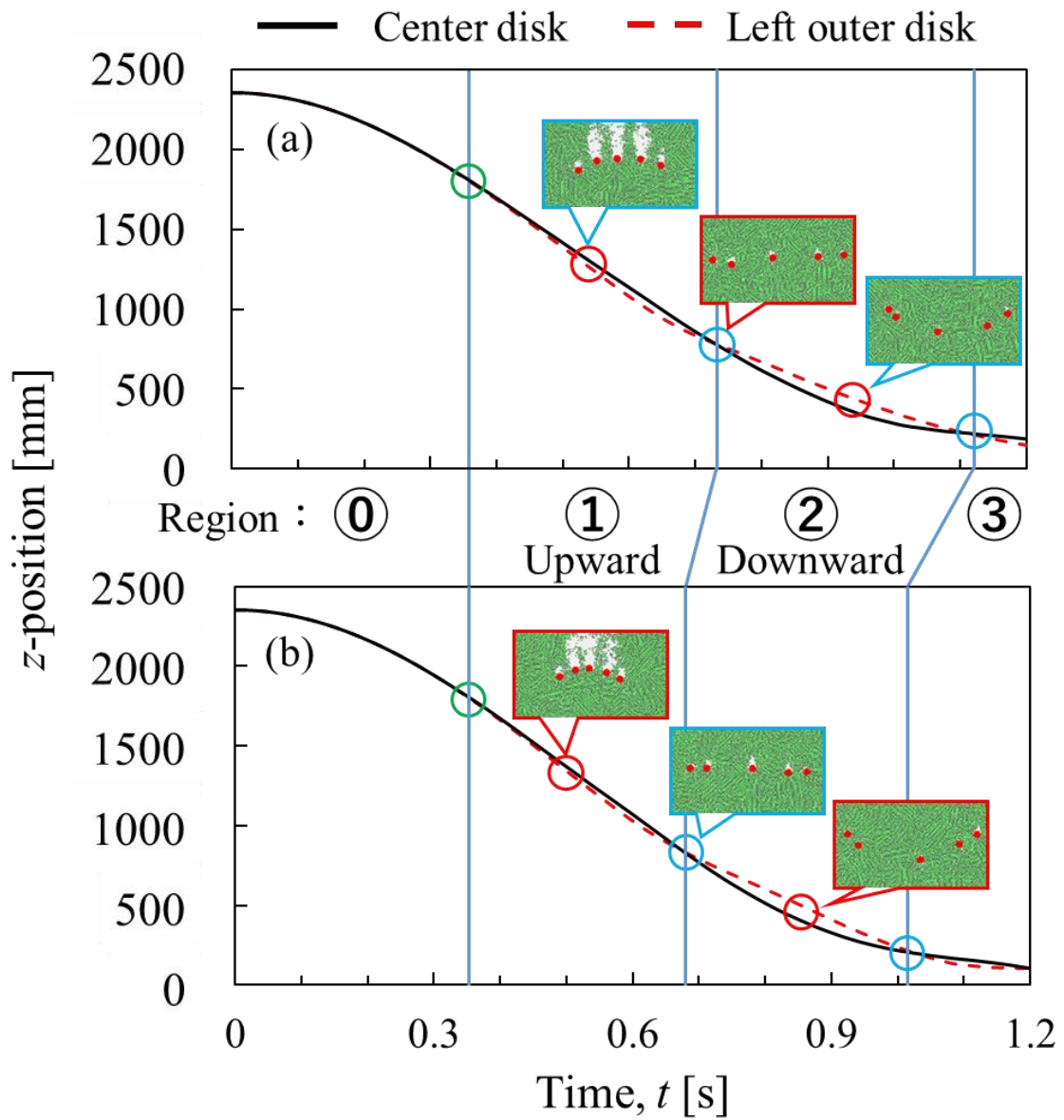


Fig. 5-4 Variation of the z -coordinate values of the left outer disks and center one as a function of time in a particle bed with a width of (a) 900 mm and (b) 2700 mm.

5-3-2 粒子層内に生じる接触力のスナップショット

Fig. 5-5 に横幅 900 mm の粒子層内での物体間(円盤-粒子, 粒子-粒子)に生じた接触力を示す。4-3-2 で示したように, 物体間の接触力とは各物体間の接触点における法線方向と接線方向の合力を表し, 100 mm の線の長さは 10 mN の接触力を意味する。0.10 s(Fig. 5-5 (a))では, 円盤と粒子層が接触したことにより, 円盤下部の粒子層に大きなフォースチェーンが生じていることがわかる。0.29 s(Fig. 5-5 (b))では, 円盤下部の領域はより外側の領域よりも大きなフォースチェーンを受けていることがわかる。その後, 円盤の配置は最も上に凸となる(Fig. 5-5 (c))。円盤の配置がほぼ水平時(Fig. 5-5 (d))や下に凸になり始めている時(Fig. 5-5 (e))には, Outer disks 下部で大きなフォースチェーンが生じていることがわかる。円盤の配置が最も下に凸になった 0.94 s(Fig. 5-5 (f))では, Center disk 下部で大きなフォースチェーンが生じている。最終的に, すべての円盤が容器底部に近づいたことにより, 大きな力を受けている。しかし Fig. 5-5 (d)の結果を再確認すると Solano-Altamirano らの結果と同様に, 円盤から生じた接触力が側壁へ到達していることがわかり, 特異協調挙動へ影響を与えている可能性も考えられる。Fig. 5-6 に横幅が 2700 mm の粒子層を用いた際のフォースチェーンのスナップショットを示す。Fig. 5-6(c)より, Outer disks 周りに大きなフォースチェーンが生じていることはわかるが, その力が側壁へ到達しているようには確認できない。Fig. 5-3 で示したように, 横幅が 900 mm と 2700 mm の粒子層両方において類似の特異協調挙動が確認できている。そのため, 横幅が 900 mm であっても側壁が特異協調挙動におよぼす影響はほとんどないものと考えられる。また Fig. 5-5,6 より, 円盤下部領域の力が各時間で変化することがわかった。また, この力の変化が円盤の落下速度変化や配置変化を引き起こしていると考えられる。前章より, 円盤の落下速度はその上部の充填率によって変化するという結果が得られている。そこで次項にて, 円盤の落下速度とその上部の充填率に関する詳細な検討を行った。

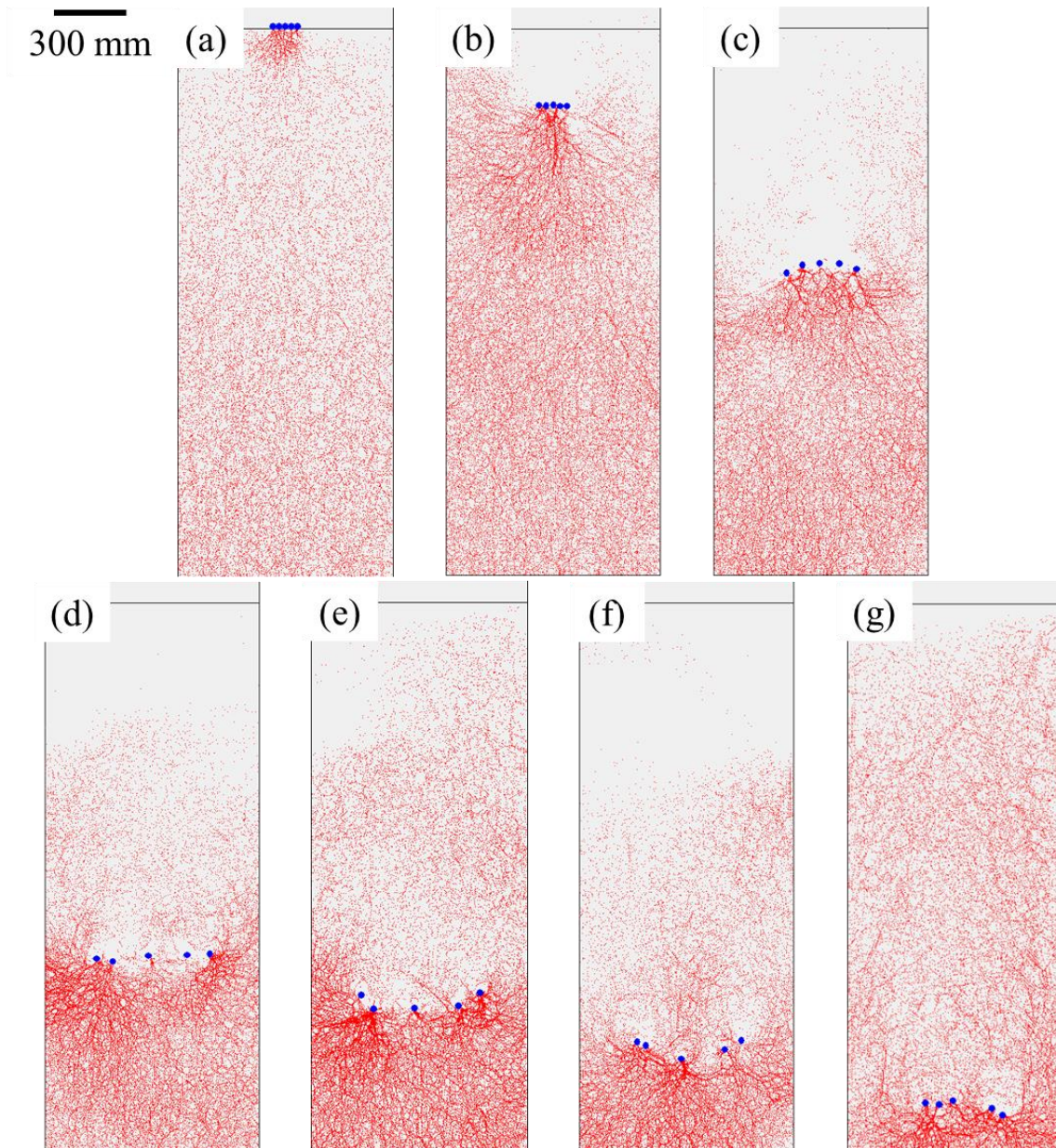


Fig. 5-5 Snapshots showing the contact forces between the objects in a particle bed with a width of 900 mm after (a) 0.10 s, (b) 0.29 s, (c) 0.54 s, (d) 0.72 s, (e) 0.81 s, (f) 0.94 s, and (g) 1.13 s.

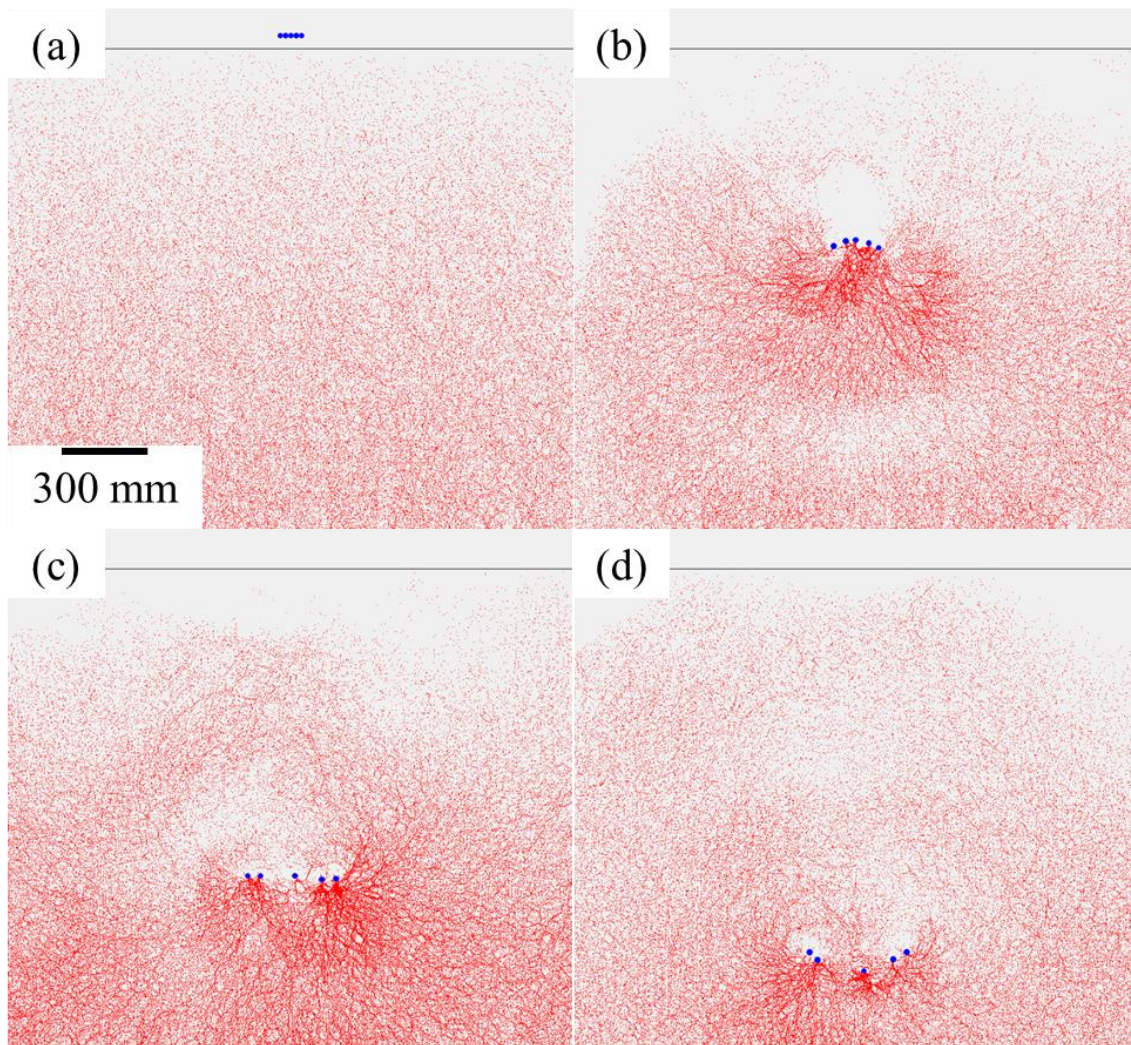


Fig. 5-6 Snapshots showing the contact forces between the objects in a particle bed with a width of 2700 mm after (a) 0.00 s, (b) 0.50 s, (c) 0.68 s, and (d) 0.87 s [50].

Copyright 2020 The Society of Powder Technology, Japan

5-3-3 落下速度と円盤上部の充填率による解析

Fig. 5-7 に経過時間 t に対する円盤の配置が最も上に凸, 水平, 下に凸になった際のスナップショットと Left outer disk と Center disk の落下速度 v_f の値(a)と上部領域(領域高さ 6.25 mm)の充填率 ϕ_1 (b)を示す。また, Fig. 5-4 で定義した各領域 0-3 の境界も併せて示し, 充填率の算出方法は 4-2-3 で説明したものをを用いた。Fig. 5-7 (a)より, 領域のはじめ(0.35 s 付近)では, Left outer disk と Center disk の v_f が変化し始める。加えて, 両円盤とも v_f は増加しているものの, その値は Left outer disk の方が大きいこともわかる。その大小関係により, 円盤の配置は上に凸になり始めたと言える。その後 Left outer disk の v_f は図中の赤色の円で示すように, 円盤の配置が最も上に凸となる領域 1 の中盤(0.54 s 付近)で急に減少し始める。一方, Center disk の v_f は領域 1 の終盤(0.66 s 付近)で減少し始めることがわかる。この両円盤の落下速度減少の時間差により, 0.61 s 付近で落下速度の大小関係は逆転している。ゆえに, この点から円盤の配置が上に凸から水平になり始めており, 0.73 s 付近で領域 1 から領域 2 へ切り替わっている(円盤の配置は水平となる)。この時, Center disk の落下速度は Left outer disk よりも大きいため, 円盤の配置は水平から下に凸になり始めていると言える。また, Fig. 5-7 (b)より, Left outer disk と Center disk の ϕ_1 は 0.39 s 付近まで, 両円盤ともゼロのままである。前章では, 各円盤の ϕ_1 の値によってその落下速度が変化すると提案したが, 両円盤の ϕ_1 の値が変化し始める前の 0.35 s 付近から落下速度に変化が表れ始めている。特に Left outer disk に比べ, Center disk の落下速度の増加量は小さくなっていることがわかる。そのため, 円盤の配置が初めに上に凸になるためには, 前章で提案したメカニズムとは異なる現象が生じていると考えられる。その後, それぞれ Fig. 5-7 (b)に青色の円で示すように, Left outer disk は 0.55 s 付近, Center disk は 0.66 s 付近で ϕ_1 が急増していることがわかる。Fig. 5-7 (a)と比べると, ϕ_1 が急増した時間(Left outer disk : 0.55 s, Center disk : 0.66 s)は両円盤の v_f が減少し始める時間とほぼ同じであることがわかり, ϕ_1 の値が高い状態では v_f も減少し続けていることがわかる。円盤の配置が上に凸となったメカニズムを考えるにあたり, Fig. 5-8 に粒子層中の円盤の軌跡を示す。青色の線は Fig. 5-4 で定義した各領域の境界を示す。Fig. 5-7 (a)および, Fig. 5-8 より, 円盤の配置が広がることで, Outer disks の v_f は Center disk よりも大きくなり, その配置は上に凸になり始めたと考えられる。

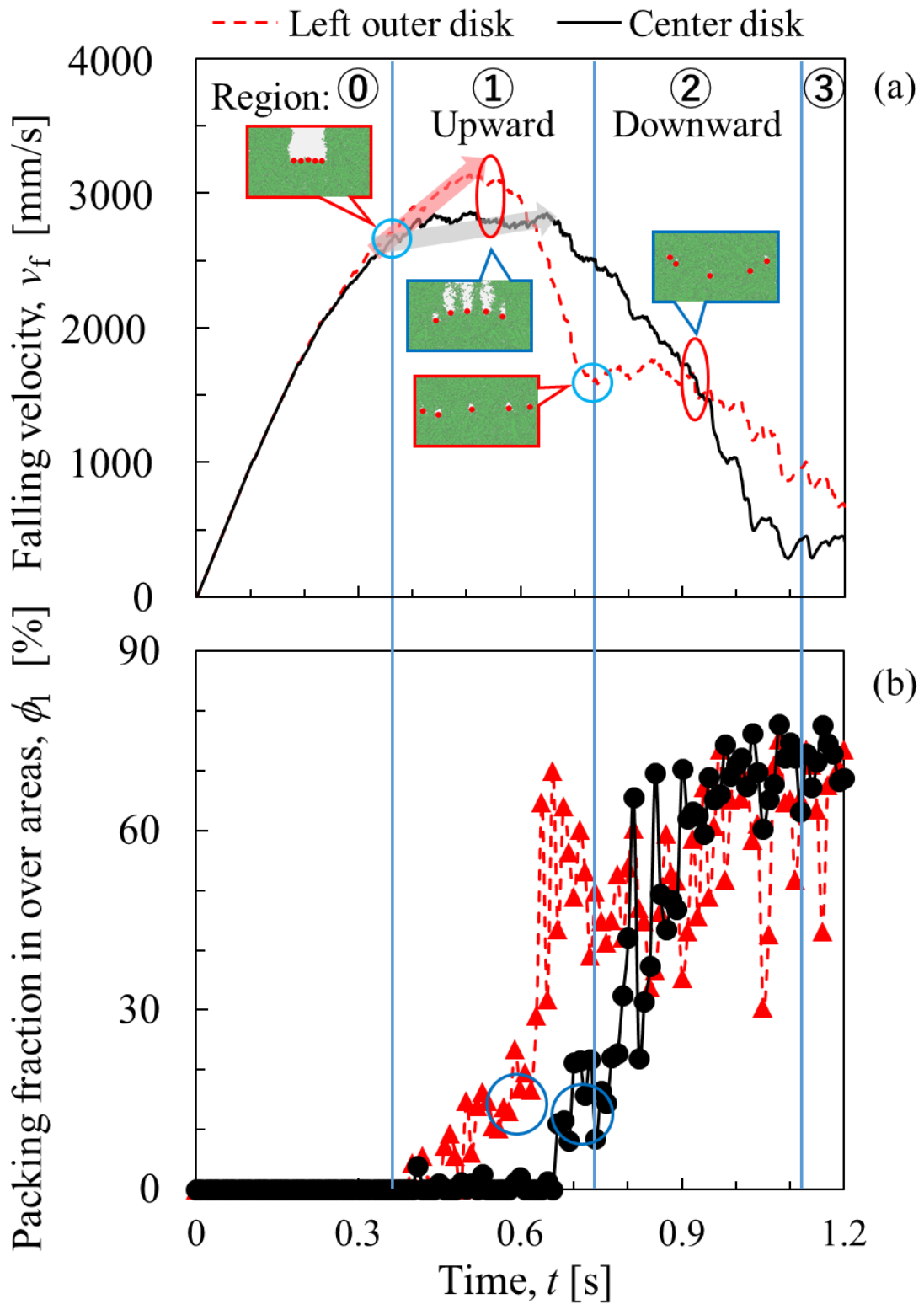


Fig. 5-7 Variation of the falling velocities and packing fraction in over areas of the left outer and center disks as a function of time, and snapshots from the simulation.

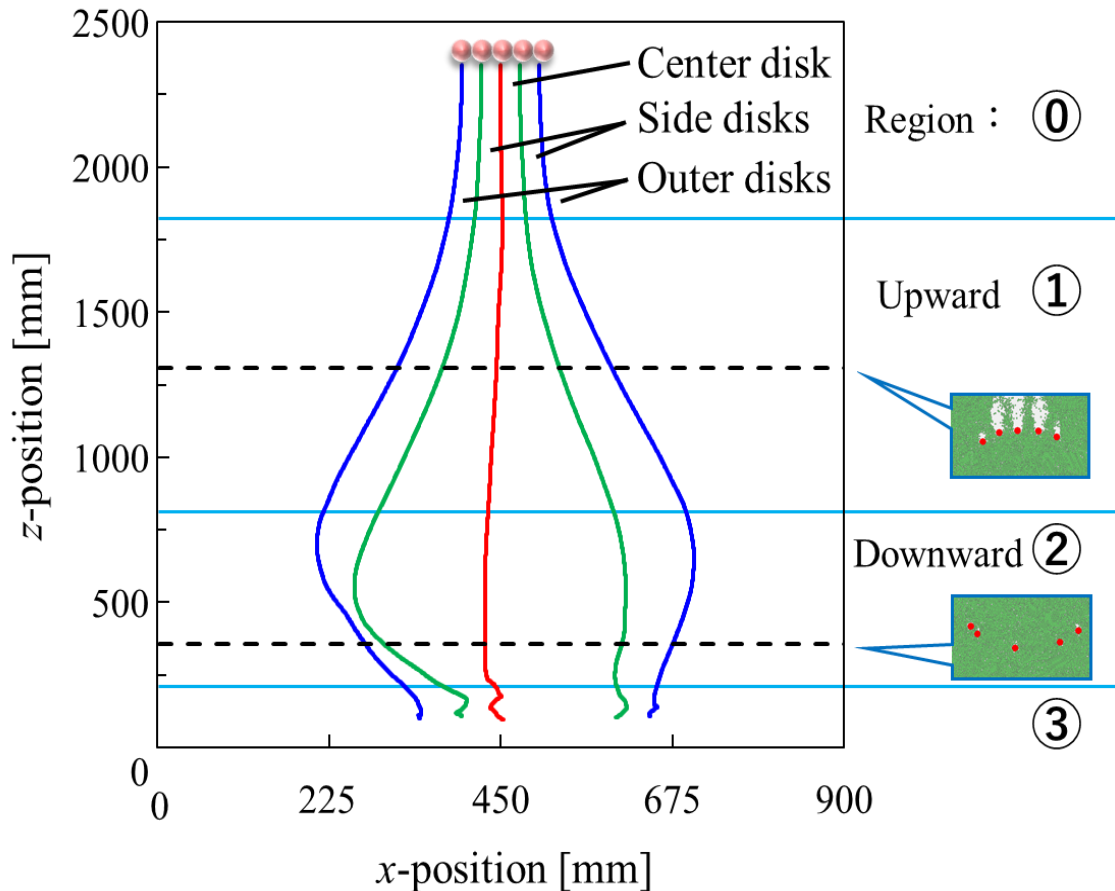


Fig. 5-8 Variation of the falling velocities of the left outer and center disks as a function of time, and snapshots [50].

Copyright 2020 The Society of Powder Technology, Japan

前章までの検討で、円盤上部の充填率増加は他の円盤の落下による粒子流れに起因すると考察してきた。本章においても、 ϕ が急増した要因を考察するために、**Fig. 5-9**にLeft outer diskの v_f の値が増加し始めた0.54 sから0.59 sでの円盤周りの x 軸方向の粒子流れのスナップショットを示す。このスナップショットでは、層粒子の速度が負の値に大きくなると緑色に、正の値に大きくなると青色になるようにそれぞれ設定した。これらの結果から、Outer disksとSide disksの間(ピンク色の円内)の層粒子とOuter disksよりも外側(白色の円内)の層粒子が x 軸方向に大きな速度を持っていることが分かる。これは**Fig. 5-10**に示すようなフロー1(体積置換流れ)とフロー2(他の円盤の落下による粒子流れ)が円盤の下部から上部にかけて生じているためである。これらの粒子流れによ

って、Outer disks 上部の充填率が増加したと考えられる。第 3・4 章でも述べたように円盤上部の充填率が大きいとき、円盤下部に存在する粒子の移動が制限され、粒子流れが抑制されることにより、円盤落下への抵抗力が増加する。次に、円盤の配置が水平から下に凸に変化する際の粒子流れに着目した。Fig. 5-11 に経過時間が 0.76 s から 0.81 s の円盤周りの層粒子の x 軸方向の流動速度のスナップショットを示す。図中のピンク色の円で示すように、Outer disks 下部から充填率が低い Side disks 上部への粒子流れが生じている。そのため、Fig. 5-9 と類似の現象が円盤の配置が水平から下に凸に向かう際も生じていると考えられる。

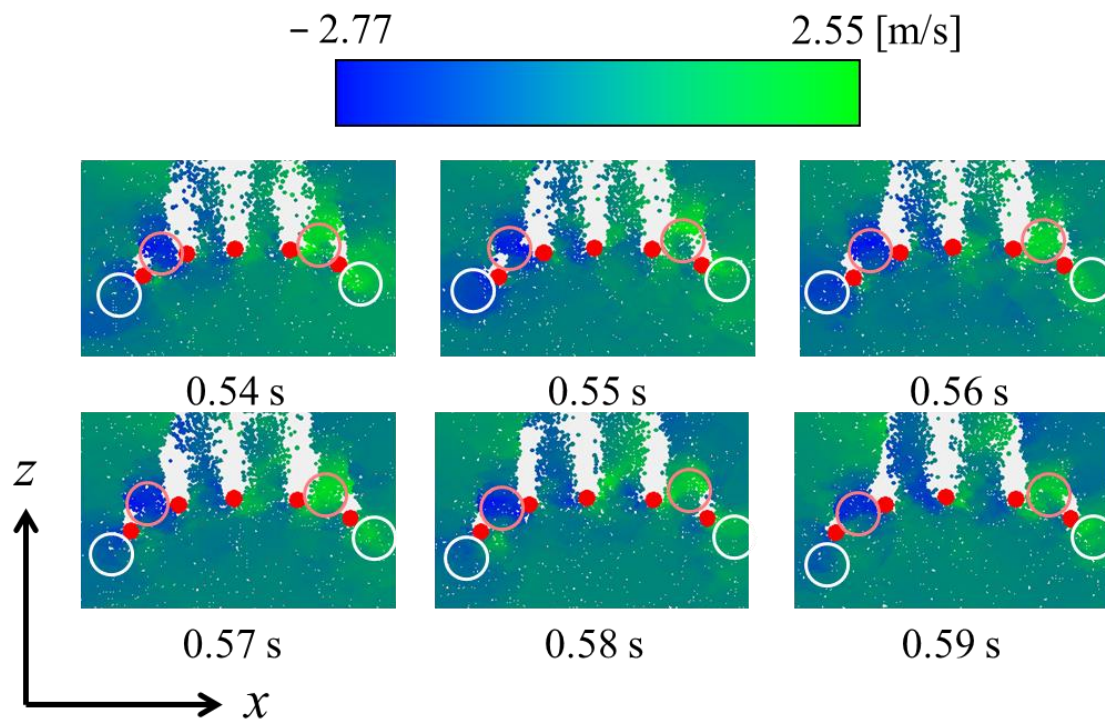


Fig. 5-9 Snapshots of the particle flow velocities (in the x -axis direction) around the disks between 0.54 s and 0.59 s.

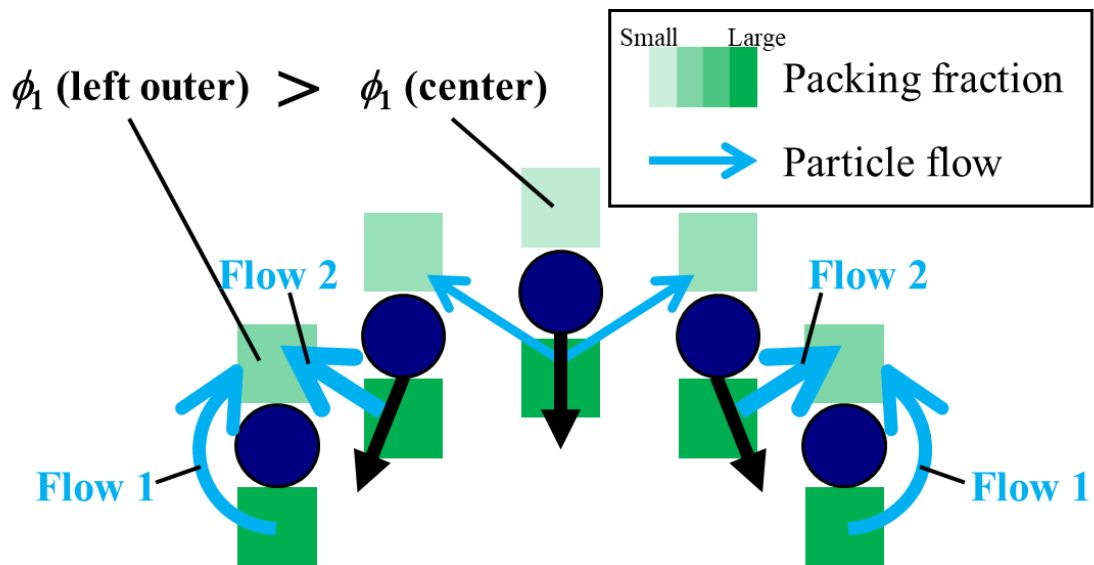


Fig. 5-10 Schematic diagram showing particle flow (0.54–0.59 s) [50].

Copyright 2020 The Society of Powder Technology, Japan

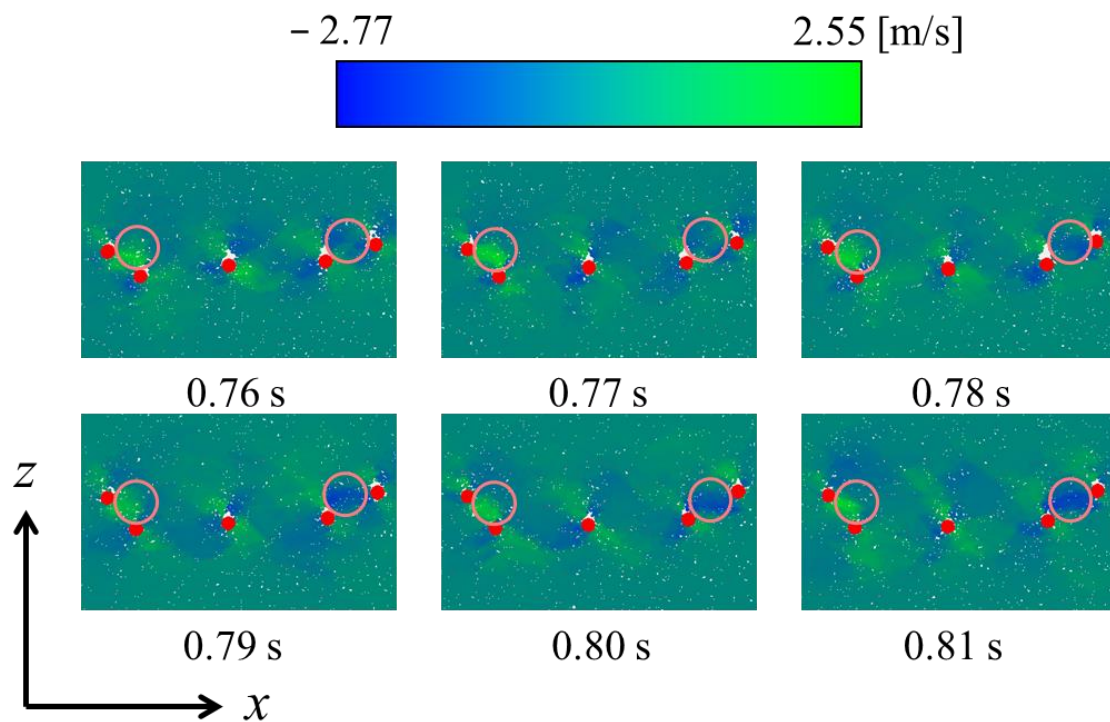


Fig. 5-11 Snapshots of the particle flow velocities (in the x -axis direction) around the disks between 0.76 s and 0.81 s.

5-3-4 特異協調挙動の発生メカニズム

前章や前項までで得られた結果から、円盤が粒子層表面に衝突時の接触力の連なりであるフォースチェーン、円盤上部の充填率、円盤周りの粒子流れをもとに、**Fig. 5-12**に粒子層で生じる特異協調挙動の発生メカニズムの模式図を示す。また図中にて、赤色の領域、緑色の領域、青色の矢印、そして黒色の矢印はそれぞれ、フォースチェーン、粒子層の充填率、粒子流れ、円盤の運動方向を表す。初めの上に凸のメカニズムに関しては、Pacheco-Vázquez と Ruiz-Suárez によって既に提案されているように、円盤下部領域が円盤と粒子層表面との衝突により大きなフォースチェーンが生じる(**Fig. 5-12 (a)**)。その後(**Fig. 5-12 (b)**)、Outer disks はより落下が容易であるフォースチェーンが小さい外側の粒子層へと移動方向を変化させることで、円盤の配置は大きくなり Outer disks の落下速度は Center disk よりも大きくなる。それにより、円盤の配置は上に凸になり始める(**Fig. 5-12 (c)**)。配置が上に凸になった後、円盤の落下によって Outer disks 上部への粒子流れ(**Fig. 5-11** での Outer disks 下部領域からのフロー1 と Side disks 下部領域からのフロー2)が生じる(**Fig. 5-12 (d)**)。この粒子流れにより Outer disks 上部の充填率が大きくなり、**Fig. 5-10** でのフロー1 が抑制され円盤下部の粒子が動きにくくなる。この作用により、層粒子による Outer disks の落下を抑制する力が大きくなるため落下速度が減少し、円盤の配置は水平に向かう。円盤の配置が水平の時(**Fig. 5-12 (e)**)も、Outer disks 上部の充填率は高い状態を保っており、Outer disks の落下速度は増加しにくいことにより、円盤の配置は下に凸になり始める(**Fig. 5-12 (f), (g)**)。その後も、円盤の配置が水平から下に凸に向かう際と類似の粒子流れにより生じる円盤上部の充填率変化によって、その配置は下に凸から水平に向かうと考えられる(**Fig. 5-12 (h), (i)**)。Fig. 5-12 (i)では、円盤上部の充填率は **Fig. 5-12 (e)** とほぼ逆の大小関係を示すため、**Fig. 5-12 (a)**や**(b)**で示したようなトリガーがなくとも特異協調挙動は繰り返し発生すると考えられる。また、2円盤の追い越し挙動が各円盤間で同時に生じるのではなく、円盤の配置が初めの上に凸から下に凸になり始める際は Outer disks と Side disks の間で、下に凸から2回目の上に凸になり始める際は Side disks と Center disk の間でそれぞれ追い越し挙動が生じることで、特異協調挙動は繰り返し凸形状を示すと考えられる。

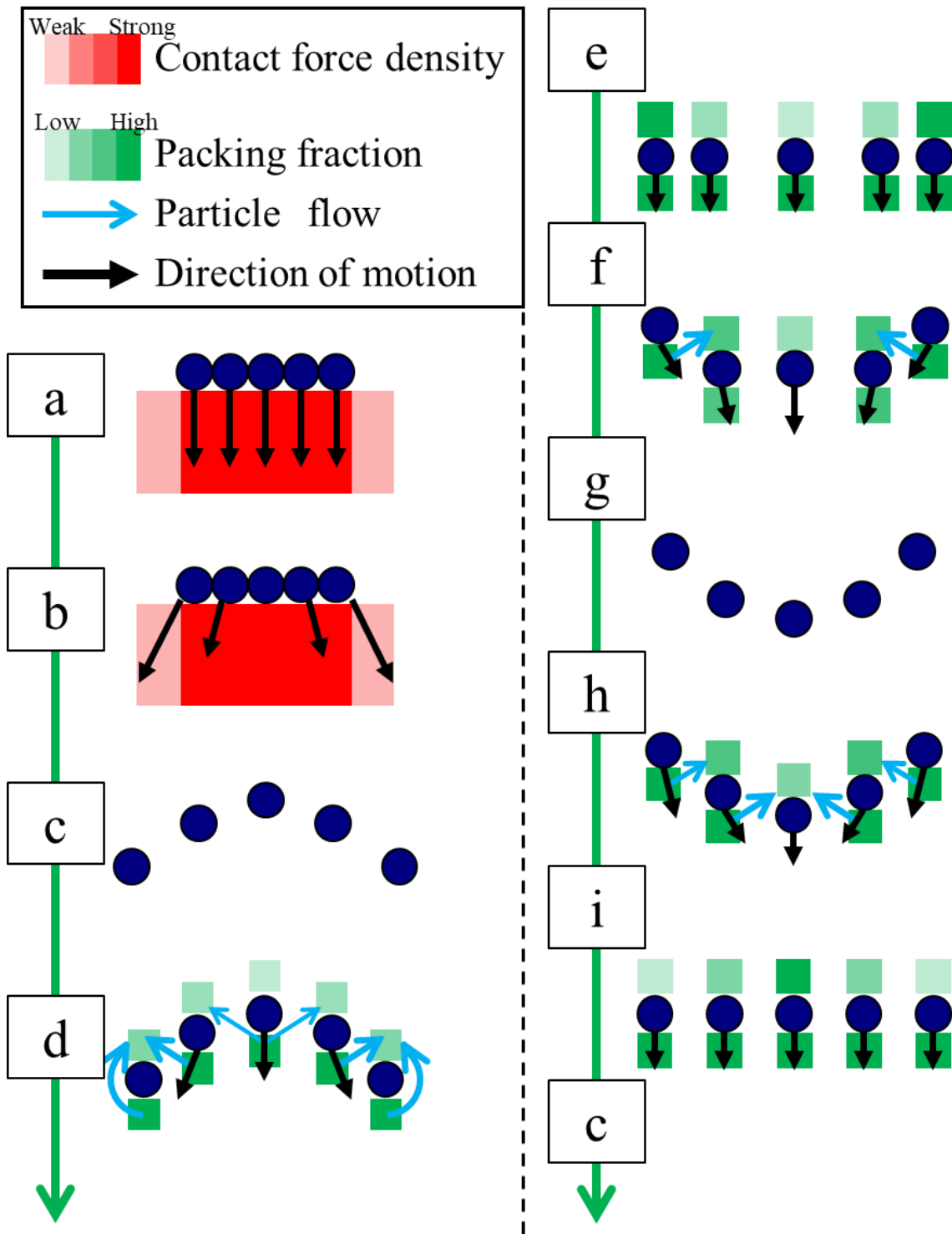


Fig. 5-12 Schematic diagram of the generation mechanism for cooperative behavior in the particle bed.

5-4 結言

本章では粒子層内で生じる特異協調挙動の発生メカニズムを提案するために、第3・4章の結果を踏まえ、Pacheco-Vázquez と Ruiz-Suárez によって提案されている上に凸の配置を取るメカニズムの確認、および未だに提案されていない下に凸や2回目以降の上に凸の配置をとるメカニズムについて検討した。

初めに、粒子層の側壁の影響を検討するために、横幅が 900 mm と 2700 mm の容器を用いた。容器横幅が 900 mm の条件では、大きなフォースチェーンが側壁へ到達しているように見られたが、フォースチェーンが側壁まで到達していない横幅が 2700 mm の条件と特異協調挙動の発生高さに大きな差がなかったことから、本シミュレーション条件では少なくとも 900 mm 以上であれば側壁の影響は少ないと言える。そして粒子層内のフォースチェーン、円盤上部の充填率、そして円盤周りの粒子流れを調べることで、特異協調挙動の発生メカニズムを提案した。はじめに、円盤と粒子層表面が衝突する際に生じるフォースチェーンによって、円盤の配置は上に凸になる。これは Pacheco-Vázquez と Ruiz-Suárez によって提案されているメカニズムであり、実際にシミュレーションによる検討でフォースチェーンの可視化を行い、そのメカニズムの妥当性を確認した。次に、円盤上部領域の充填率変化に起因する落下速度の変化によって、円盤の配置は上に凸から下に凸になり始める。その充填率変化は近傍円盤の落下による粒子流れに起因する。そして、その粒子流れによる円盤上部領域の充填率変化によって、特異協調挙動は繰り返し発生すると考えられる。これらの不均一な力と円盤周りの充填率は共に粒子流れの抑制・促進に寄与するため、円盤と粒子層の衝突による接触力分布というトリガーがなくとも特異協調挙動発生は繰り返し生じる。また、2円盤による追い越し挙動が5円盤間で同時に起こるのではなく、円盤間毎(円盤の配置が上に凸を形成後は Outer disks-Side disks 間、下に凸を形成後は Side disks-Center disk 間)に生じることで、特異協調挙動は繰り返し凸形状を示すと考えられる。

第 6 章 シミュレーションによる特異協調挙動の発生に必要な粒子物性の検討

6-1 緒言

前章にて、低密度粒子層に高密度の 5 円盤を同時に投入した際に生じる特異協調挙動の発生メカニズムについて議論した。そのメカニズムとして、円盤と粒子層が衝突時のフォースチェーンによって初めの上に凸の配置が形成され、それ以降の下に凸や二回目以降の上に凸の配置は近傍円盤の落下による粒子流れによって着目している円盤上部領域の充填率が変化することで、その円盤の落下速度が変化することに起因すると提案した。一方で、層粒子の物性はフォースチェーンの広がり方や粒子流れに大きく影響をおよぼすと考えられるだけでなく、それらの条件により特異協調挙動が発生しなくなると考えられる。また、1-3 で述べたように Pacheco-Vázquez と Ruiz-Suárez は粒子の物性を変化させた条件(円盤密度-層粒子密度：4900-14.0, 257.6-14.0, 7800-2300 kg/m³, 円盤直径-層粒子直径：25.4-5.0, 15.2-5.0 mm)で特異協調挙動の発生の有無を調べているものの、各物性を系統的に変化させた検討を行っていないことから、特異協調挙動の発生条件の詳細は不明な点も多い。この検討をするにあたり、投入物の物性よりも層粒子の物性の方が特異協調挙動におよぼす影響は大きいと予想される。なぜなら、特異協調挙動の発生が液体中では報告されていないことに加えて、粒子層の興味深い挙動の発生は、力の伝達が構成粒子の各接触点で行われることや、不連続面が発生しやすいことに起因する場合が多いためである。

そこで本章では、層粒子物性が特異協調挙動の発生に必要な条件を検討するため、DEM シミュレーションを用いて層粒子の密度、直径、摩擦係数を系統的に変化させ、前章と同様に 5 つの円盤を落下させた。そして、その円盤の配置変化から、特異協調挙動の発生の有無を調べた。また、本挙動の発生に必要な条件が決定される理由を、前章にて提案したメカニズムに基づいて議論した。

6-2 シミュレーション方法

粒子層の作成手順は第 4, 5 章と同様であるため, 以下に概略のみを述べる。また, 本章においても奥行き 1 層の 2 次元 DEM シミュレーションを用いた。容器内(横幅×高さ: 900×2700 mm)に層粒子(粒子径: 4.50–7.50 mm の範囲から 1 つを選択, 密度: 14.0 kg/m³, 摩擦係数: 0.364)をランダムに発生させ, 重力落下により高さが 2300 mm の粒子層を作成した。その後, 層粒子の密度, 摩擦係数をそれぞれ, 12.6–49.0 kg/m³, 0.364–5.67 の範囲で変化させた。そして, 粒子層表面から 50 mm の高さに 5 つのモデル円盤を水平に隙間なく配置し, 重力により投入した。また本章では, 層のわずかな充填構造の差がモデル円盤の落下挙動に影響をおよぼす可能性を考慮し, 各粒子径で 10 条件の粒子層(Fig. 4-3 (a)の粒子初期発生位置を変化させて作成した粒子層)を用いて検討した。上述したようにモデル円盤落下時には, 密度, 摩擦係数を変化させるにも関わらず, 粒子層を形成時に一定の密度と摩擦係数の条件を利用したのは, 層充填率のバラつきを抑制し, 層充填率が円盤の落下挙動におよぼす影響を軽減するためである。なお, 全粒子層の平均投影充填率は 81.1±0.60%であり, 目的通りに充填率を比較的一定に保つことができたと考えられる。計算条件は第 4, 5 章と基本的に同じであるため, 今回変更する計算条件のみ Table 6-1 にその詳細を示す。上述したように層粒子の密度, 直径, 摩擦係数をそれぞれ変化させたが, これらの変化量を理解しやすくするため, 物性を固定したモデル円盤に対する密度比 $R_\rho(8.32 \times 10^{-3} - 32.3 \times 10^{-3})$, 直径比 $R_d(0.177 - 0.295)$, 摩擦係数比 $R_\mu(1.00 - 15.6)$ で表現し, Table 6-1 にその詳細を示している。また, 前章とのつながりが明確になるように, 前章で用いた粒子の密度, 直径, 摩擦係数, ならびに, それらの比の値を Table 6-1 にそれぞれ, カッコ付き(層粒子 $\rho_0 = 14.0 \text{ kg/m}^3$, $d_0 = 5.00 \text{ mm}$, $\mu_0 = 0.364$, $R_{\rho 0} = 9.24 \times 10^{-3}$, $R_{d 0} = 0.197$, $R_{\mu 0} = 1.00$)の値で示した。なお, これらの前章で用いた物性値も, 本章の範囲に含まれる。

Table 6-1 Simulation conditions for modeled disk and bed particle

		Modeled disk	Bed particle
Number	n [-]	5	-
Density	ρ [kg/m ³]	1515	12.6 – 49.0 (14.0)
Density ratio	R_ρ [-]	1.00	$8.32 \times 10^{-3} - 32.3 \times 10^{-3}$ (9.24×10^{-3})
Diameter	d [mm]	25.4	4.50 – 7.50 (5.00)
Diameter ratio	R_d [-]	1.00	0.177 – 0.295 (0.197)
Frictional coefficient	μ [-]	0.364	0.364 – 5.67 (0.364)
Frictional coefficient ratio	R_μ [-]	1.00	1.00 – 15.6 (1.00)
Mass by changing particle density or diameter	m [g]	13.0	$6.68 \times 10^{-4} - 32.1 \times 10^{-4}$ (9.16×10^{-4})
Mass ratio by changing particle density or diameter	R_m [-]	1.00	$5.14 \times 10^{-5} - 24.7 \times 10^{-5}$ (7.05×10^{-5})

6-3 結果および考察

6-3-1 シミュレーション内の円盤の落下挙動とその評価

前章での層粒子の物性条件(密度比 $R_p=9.24\times 10^{-3}$, 直径比 $R_d=0.197$, 摩擦係数比 $R_\mu=1.00$)において, 10 条件の初期充填構造の粒子層にモデル円盤を落下させたところ, 円盤はほぼ同じ高さと同時間で上に凸と下に凸の配置を示し, 粒子層の初期充填構造の影響はほとんどないことが明らかとなった。しかし, 物性条件によっては初期充填構造で挙動発生の有無が異なると思われる条件(本章での「特異協調挙動発生の有無の判断基準」については本項の最後に定義する)が確認された。その例として, **Fig. 6-1** に粒子物性が $R_p=16.2\times 10^{-3}$, $R_d=0.197$, $R_\mu=1.00$ の条件において異なる初期充填構造の粒子層に落下させた場合のスナップショットを示す。Fig. 6-1 (a)は特異協調挙動が発生したと考えられる条件だが, 経過時間が 0.29 s まで円盤の配置は水平を保っており(Fig. 6-1 (a-i)), 経過時間 0.51 s でそれらの配置は上に凸になっている(Fig. 6-1 (a-ii))。そして円盤の配置が再度, ほぼ水平になった後(Fig. 6-1 (a-iii)), 下に凸になっている(Fig. 6-1 (a-iv))。一方, 特異協調挙動が発生しなかったと考えられる初期充填構造の Fig. 6-1 (b)では, 経過時間 0.51 s ではやや左から 2 番目の円盤の位置が高いものの円盤の配置はほぼ水平であり, 上に凸の配置を形成していないことがわかる(Fig. 6-1 (b-ii))。経過時間が 0.74 s では, (a)の条件に比べると弱い下凸の傾向を示している(Fig. 6-1 (b-iv))。また(b)の初期充填構造を用いた条件ではその後も,それほど顕著な上に凸の配置を取らなかった。したがって, (b)の初期充填構造の条件では特異協調挙動が発生していないと考えられる。そこで挙動の有無を明確にするため, 次式で示す Center disk の高さ と Outer disks の高さの平均値との差 Δz を用いた。

$$\Delta z = z_c - \frac{z_l + z_r}{2} \quad (6.1)$$

ここで, z は円盤の z 座標の値を, 下付き文字の c, l, r はそれぞれ Center disk, Left outer disk, Right outer disk を表す。この式より, Δz の値が正値, 0, 負値の時, 円盤の配置はそれぞれ上に凸, 水平, 下に凸となる。

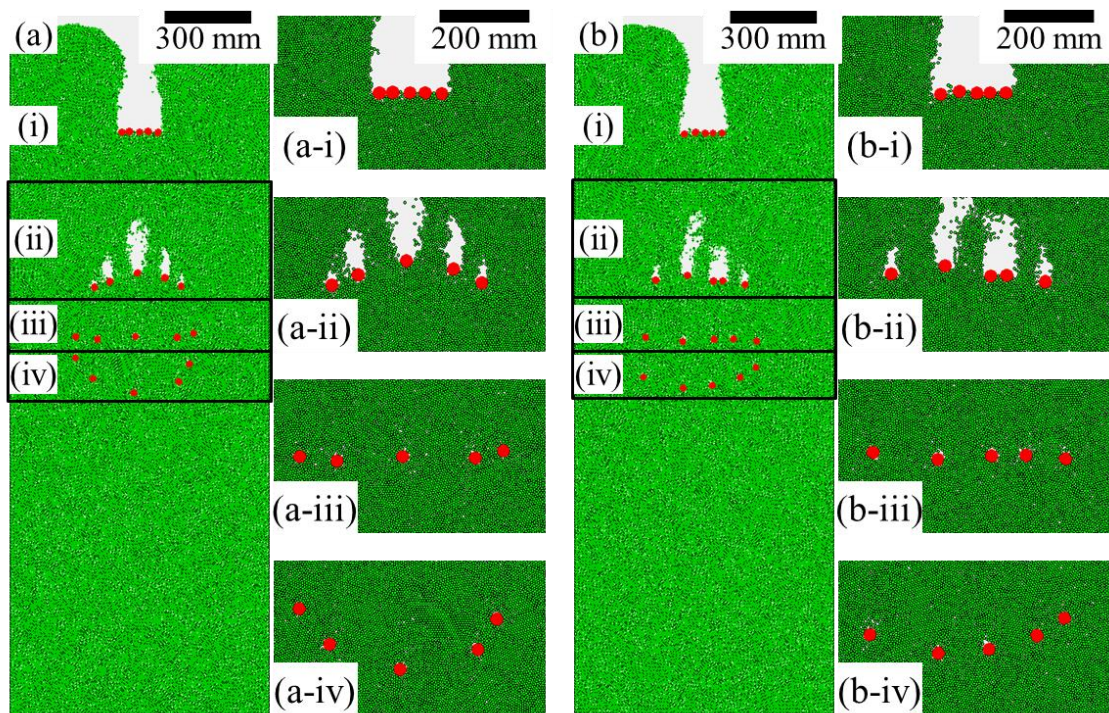


Fig. 6-1 Combined snapshots of the falling behavior of the simulated disks in a particle bed at different initial packing structure (cooperative behavior occurrence: (a) clearly and (b) not clearly) after (i) 0.29 s , (ii) 0.51 s, (iii) 0.61 s, and (iv) 0.74 s ($R_p = 16.2 \times 10^{-3}$, $R_d = 0.197$, and $R_\mu = 1.00$) [51].

Copyright 2021 The Society of Powder Technology, Japan

Fig. 6-2 に Fig. 6-1 の 2 条件の初期充填構造での経過時間 t に対する Δz の値(赤 : Fig. 6-1 での(a)の条件, 青 : (b)の条件)とスナップショットを示す。なお図中の黒の水平の破線は、投入物の直径と同サイズの Δz の値(25.4 mm と -25.4 mm)であり、 Δz がこの値の時は円盤 1 個分の高低差があることを示す。特異協調挙動が発生したと思われる(a)の条件では $t = 0.29$ s から Δz は正の値になり始め、0.51 s で極大値(46.0 mm)を取り、0.71 s で極小値(-121.6 mm)を取る。そして、1.08 s で再び極大値 (36.6 mm)を取っていることがわかる。よって、最も上に凸と下に凸な配置を取った際は、円盤 1 個分以上の高低差が生じていると言える。一方、特異協調挙動が発生しなかったと思われる(b)の条件では、 $t = 0.58$ s で極大値(7.9 mm)を、0.78 s で極小値(-48.1 mm)を取った後、1.02 s で再び極大値 (15.7 mm)を取っていることがわかる。そのため、(b)の初期充填構造条件では、極大値(最も上に凸の配置)については円盤 1 個分の高低差が生じなかったと言える。そ

ここで、投入後の最初の極値 Δz_{\max} とその次の極値 Δz_{\min} が出た際の円盤の配置をそれぞれ、最も上に凸と下に凸な配置とし、その両者の絶対値が円盤の直径(25.4 mm)よりも大きい条件を「特異協調挙動が発生した条件」と定義した。したがって、Fig. 6-1 の $R_p=16.2\times 10^{-3}$, $R_d=0.197$, $R_\mu=1.00$ の条件では粒子層の初期充填構造によって、特異協調挙動が発生した場合と発生しなかった場合が共存することになる。次項では、層粒子の物性変化による Δz_{\max} , Δz_{\min} の絶対値の平均値を用いて、特異協調挙動の発生に必要な条件を検討する。

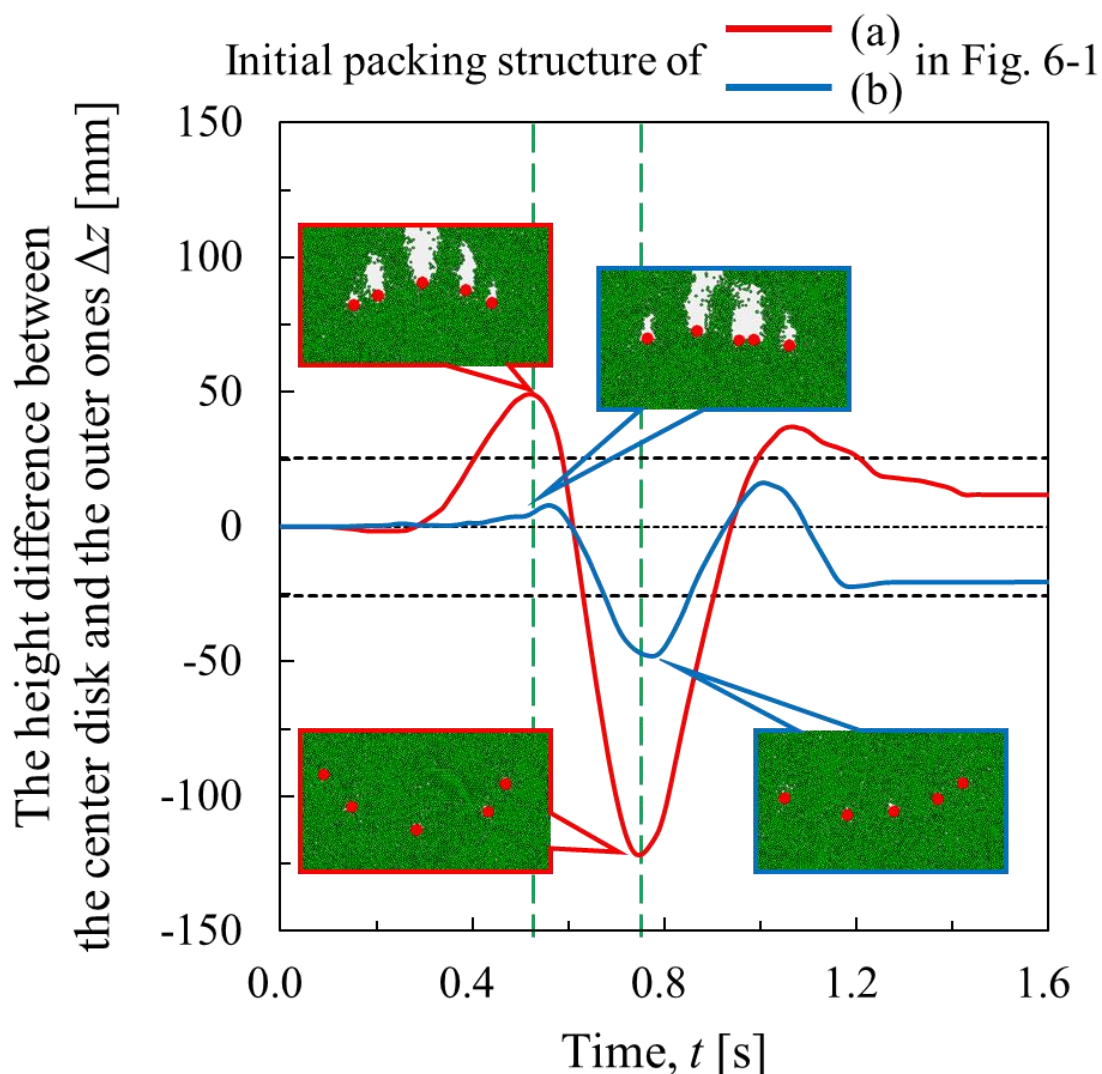


Fig. 6-2 Variations of the height difference as a function of the falling time in a particle bed after (i) 0.29 s, (ii) 0.51 s, (iii) 0.61 s, and (iv) 0.74 s ($R_p = 16.2\times 10^{-3}$, $R_d = 0.197$, and $R_\mu = 1.00$).

6-3-2 層粒子物性が円盤の配置におよぼす影響

Fig. 6-3 に層粒子の物性値((a) : 密度比 R_ρ , (b) : 直径比 R_d , (c) : 摩擦係数比 R_μ)を変化させた際の各物性に対する $\Delta z_{\max}(\text{i})$: 上に凸)と $\Delta z_{\min}(\text{ii})$: 下に凸)の絶対値を示す。ここで各 Δz_{\max} と Δz_{\min} は 10 条件の初期充填構造を用いた時の平均値を用い、図中のエラーバーは標準偏差を示す。また、図中の白色の結果は前章で用いた条件($R_{\rho 0} = 9.24 \times 10^{-3}$, $R_{d 0} = 0.197$, $R_{\mu 0} = 1.00$)を表す。また、(a) : R_ρ , (b) : R_d , (c) : R_μ をそれぞれ変化させた際、他の 2 つの物性についてはこれらの $R_{\rho 0}$, $R_{d 0}$, $R_{\mu 0}$ 値を用いた。 R_ρ , R_d 変化させた Fig. 6-3 (a), (b)を確認すると、 R_ρ , R_d の増加に伴って Δz_{\max} , Δz_{\min} の絶対値が減少しているため、それらの物性値の増加に伴って特異協調挙動発生時の上に凸と下に凸の円盤配置が水平に近づいていることがわかる。加えて、 Δz_{\max} に比べ、 Δz_{\min} の絶対値の減少度合いの方が大きいこともわかる。一方、 R_μ を変化させた Fig. 6-3 (c)を確認すると、 R_μ の値に関わらず Δz_{\max} の値は 50 mm 付近で、 Δz_{\min} の絶対値は 100 mm 付近でほぼ一定値を示していることがわかる。このように、 R_ρ や R_d の結果に比べ、 R_μ を変化させた検討のみ Δz_{\max} と Δz_{\min} の傾向が大きく異なることがわかる。この理由の一つとして、粒子層の初期充填構造の影響が考えられる。そこで、粒子層を作製する際に、層粒子を発生させる段階で粒子摩擦係数を変化させ粒子層を作製した。Fig. 6-4 に粒子層作製前に粒子摩擦係数を変化させ粒子層を作製した際の各粒子摩擦係数での層全体の充填率を示す。なお、図中の黒の破線は粒子層作製後に摩擦係数を変化させた条件での充填率を示す。結果より、粒子層作製後の充填率と比較しても、粒子層作製前に摩擦係数を変化させ粒子層を作製したが、層全体の充填率に大きな変化は見られなかった。これらの粒子層に対して、円盤を落下させた際の $\Delta z_{\max}(\text{i})$ と $\Delta z_{\min}(\text{ii})$ の絶対値の平均値を Fig. 6-5 に示す。比較のため、Fig. 6-3 (c)に示した粒子層作成後に摩擦係数を変化させた条件の結果も併せて示す(赤色 : 粒子層作製前、黒色 : 作製後)。結果より、充填率の変化が小さかったこともあり、摩擦係数を変化させる段階が異なっても、 R_ρ や R_d の結果に比べ Δz_{\max} と Δz_{\min} の傾向への影響は小さいことがわかる。このように、摩擦係数が円盤の配置変化におよぼす影響は小さいと考えられ、これらの理由については後述する。Fig. 6-3 (a), (b)より、 R_ρ , R_d を変化させた条件では、これらの物性値の増加に伴い Δz_{\max} と Δz_{\min} の絶対値が減少するという傾向を同様に取っていることが確認できたが、 R_ρ , R_d を増加させた際には円盤に対する層粒子の質量比 R_m が増加している(詳細な R_m の変化範囲は Table 6-1 に記載)。そこで、Fig. 6-6 に各 R_ρ , R_d 条件を R_m に換算した際の R_m に対する $\Delta z_{\max}(\text{a})$ の値と $\Delta z_{\min}(\text{b})$

の絶対値を示す(丸： R_p 変化，四角形： R_d 変化)。結果より， R_p と R_d を変化させた両条件は定量的にほぼ一致していることがわかる。よって，特異協調挙動発生時の円盤の配置には質量比が大きく関与していると言える。また， R_m の増加に伴って Δz_{\max} と Δz_{\min} の絶対値は減少し，それらのエラーバーの下端が Δz_{\max} では R_m の値が 10×10^{-5} 付近から， Δz_{\min} では 20×10^{-5} 付近から，水平の破線で示す25.4 mmを下回っていくことがわかる。これは，これらの各 R_m 値において，最も上に凸と下に凸の円盤配置発生時の高低差が確認しにくくなっているため，質量比は特異協調挙動の発生確率にも大きな影響をおよぼしていると言える。そこで，次節では質量比が特異協調挙動の発生確率におよぼす影響を議論する。

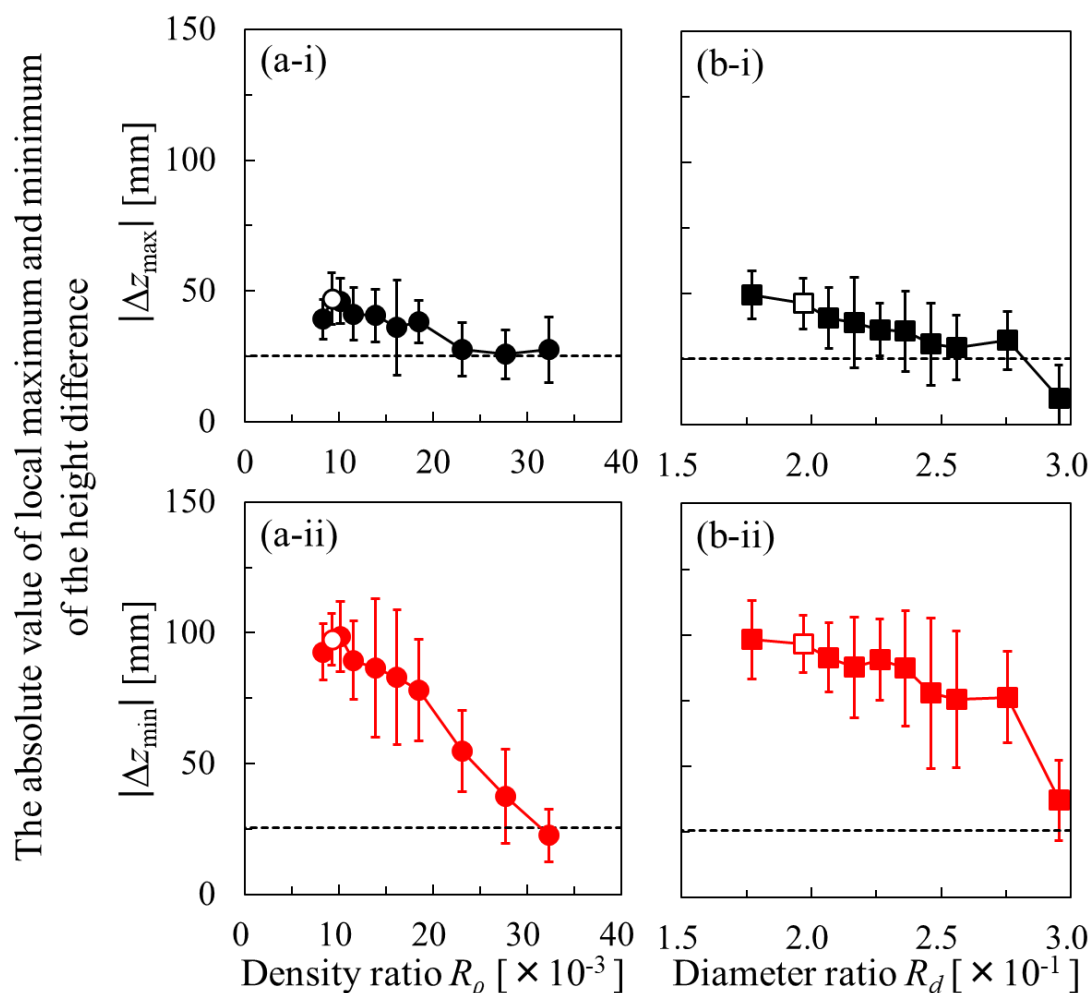


Fig. 6-3 Relation between the physical properties ((a): density ratio and (b): diameter ratio) and the absolute value of the local (i) maximum and (ii) minimum height difference.

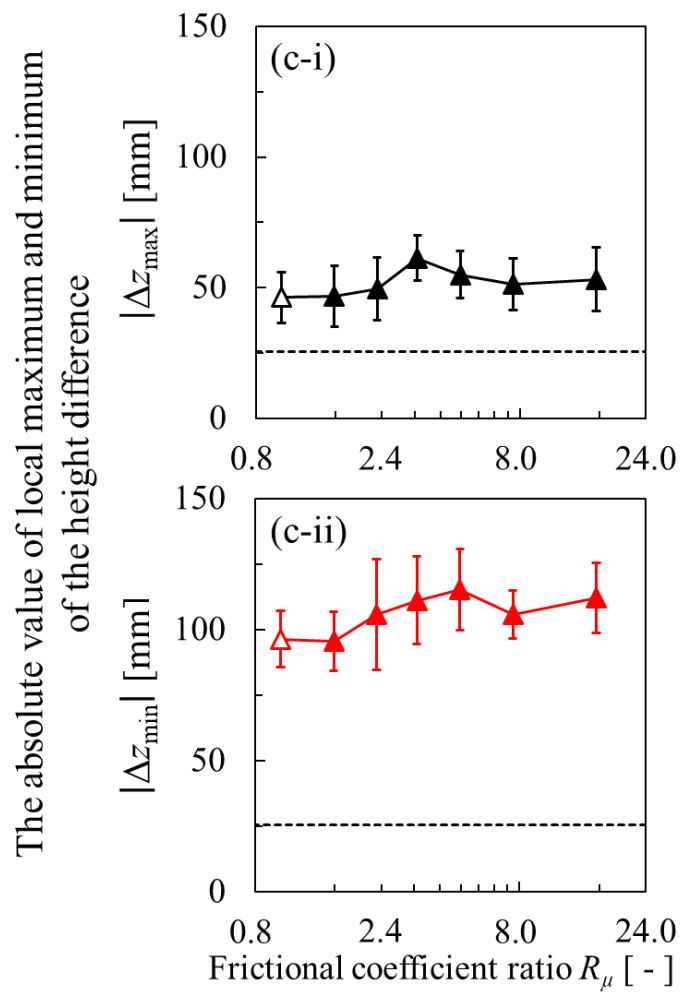


Fig. 6-3 Relation between the physical properties ((c): frictional coefficient ratio) and the absolute value of the local (i) maximum and (ii) minimum height difference.

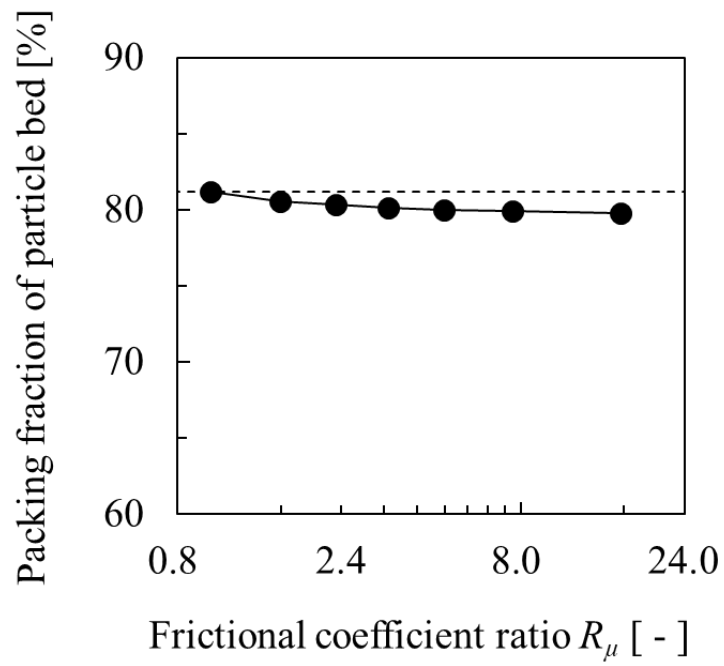


Fig. 6-4 Relation between the packing fraction of the particle bed and the frictional coefficient ratio.

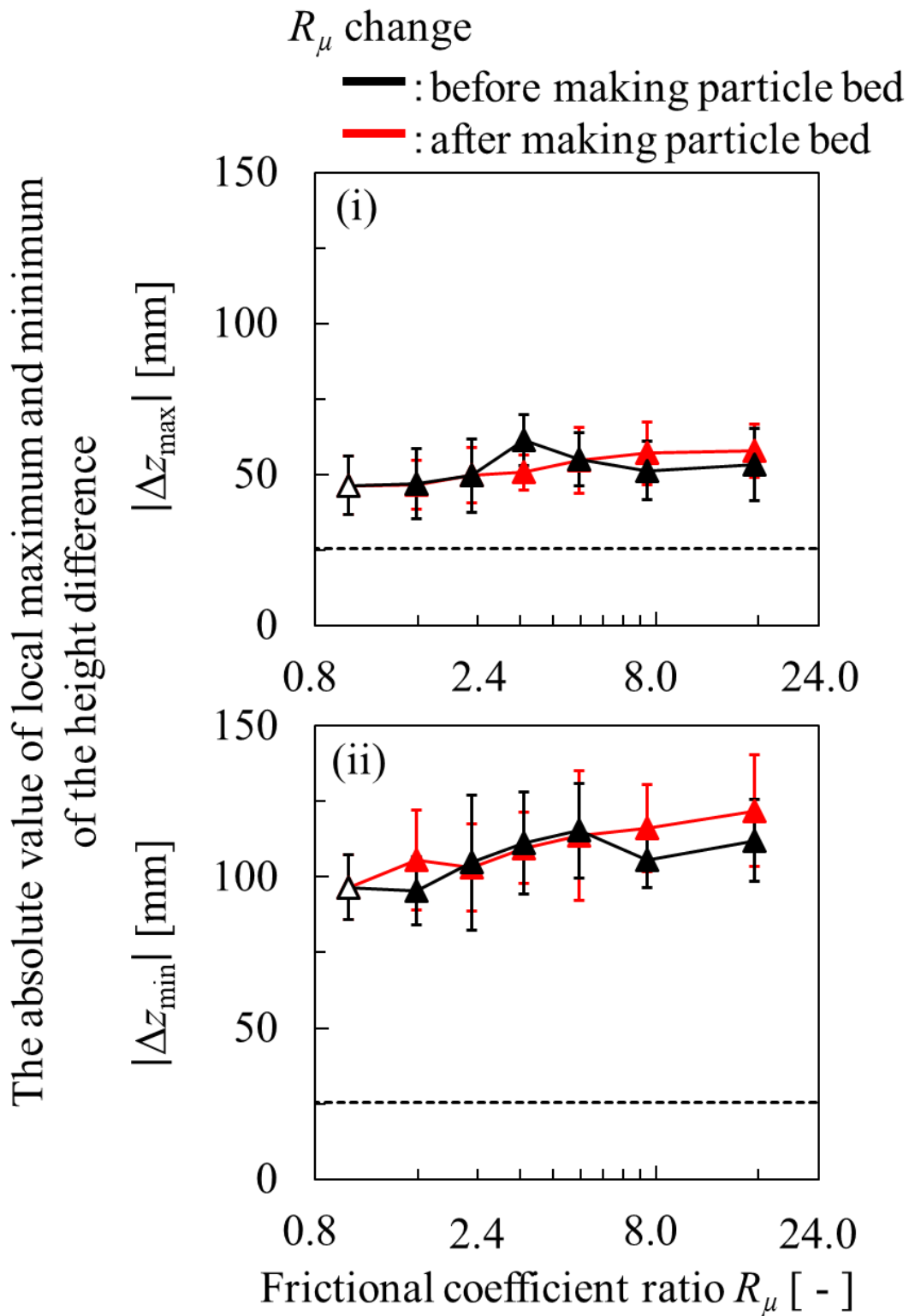


Fig. 6-5 Relation between the frictional coefficient ratio and the absolute value of the local (i) maximum and (ii) minimum height difference.

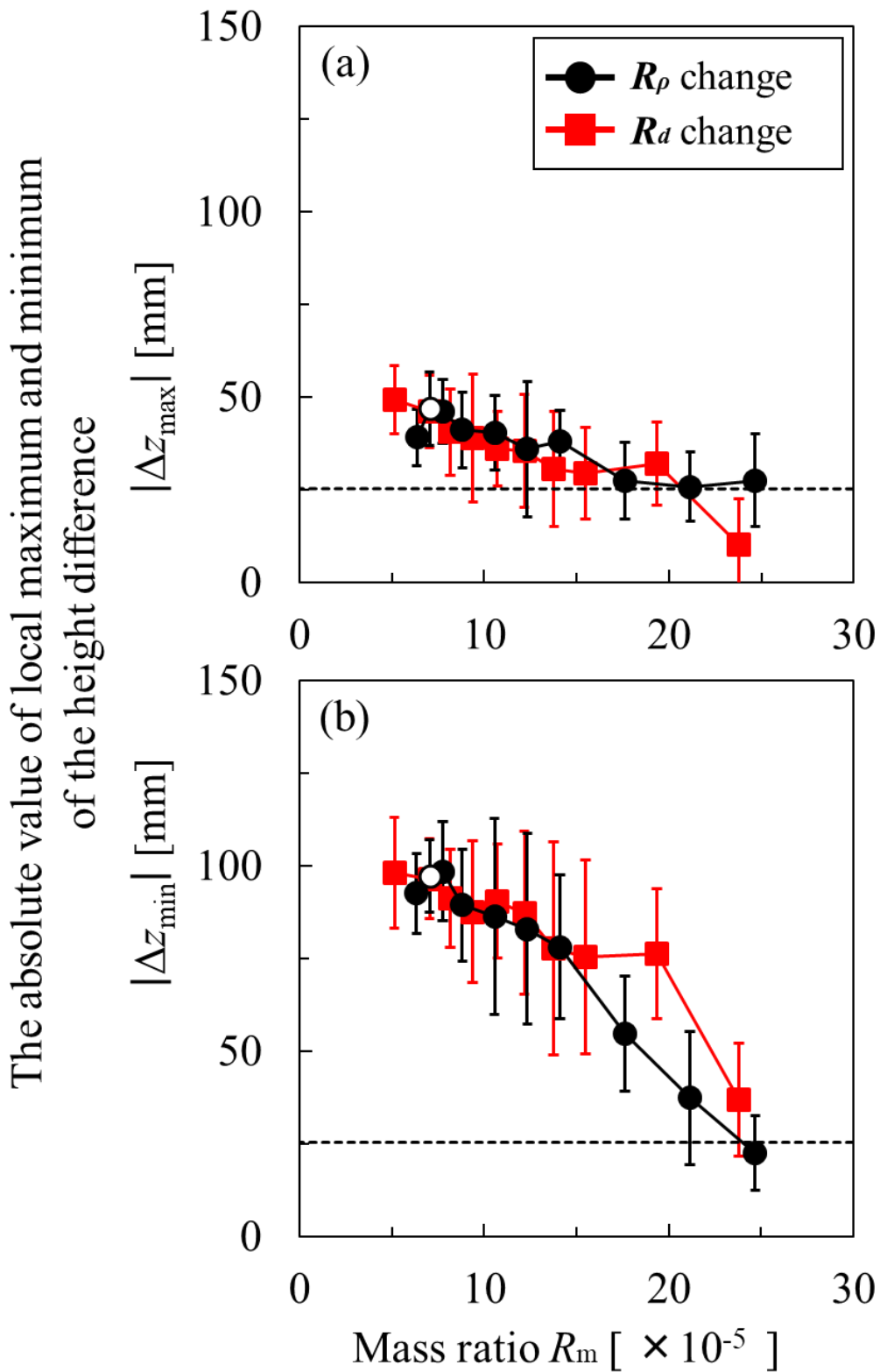


Fig. 6-6 Relation between the mass ratio and the absolute value of the local (a) maximum and (b) minimum height difference.

6-3-3 層粒子の質量比が特異協調挙動の発生確率におよぼす影響

6-3-1 において、上に凸、下に凸の配置を取った条件をそれぞれ、 Δz_{\max} 、 Δz_{\min} の絶対値が 25.4 mm 以上の条件とした。そこで、Fig. 6-7 に各質量比 R_m 条件での Δz_{\max} と Δz_{\min} の絶対値が 25.4 mm 以上になった確率を示す((a) : 上に凸, (b) : 下に凸, 丸 : R_ρ 変化, 四角形 : R_d 変化))。結果より R_m の増加に伴い、上に凸と下に凸の発生確率はそれぞれ縦の破線で示すように R_m の値が 8×10^{-5} と 21×10^{-5} 付近から、減少していることがわかる。このように発生確率が減少し始める R_m 値が上に凸の方が小さいのは、Fig. 6-6 において、 Δz_{\max} のエラーバーの方が、 Δz_{\min} に比べ、基準値(25.4 mm)を下回る R_m の値が小さいためである。また本章では、3.1 節において上に凸と下に凸の配置の両方を示した条件を「特異協調挙動が発生した条件」と定義した。そこで、Fig. 6-8 に各 R_m 条件に対する特異協調挙動の発生確率を示す(丸 : R_ρ 変化, 四角形 : R_d 変化))。本結果を確認すると、これまでの結果から示唆されるように、特異協調挙動の発生の有無はある条件で明確に切り替わるのではなく、質量比の増加に伴う発生確率の減少により変化することがわかる。よって、Fig. 6-3(c), Fig. 6-8 より、本シミュレーションにおいて特異協調挙動が必ず発生する(発生確率が 1.0)層粒子の物性条件は、円盤に対する層粒子の質量比に関しては図中の縦の破線で示す $R_m \leq 7.75 \times 10^{-5}$ でなければならないことがわかった。一方で、上述のように質量比と相関の無い物性である層粒子の摩擦係数が与える影響は小さいことが示された。

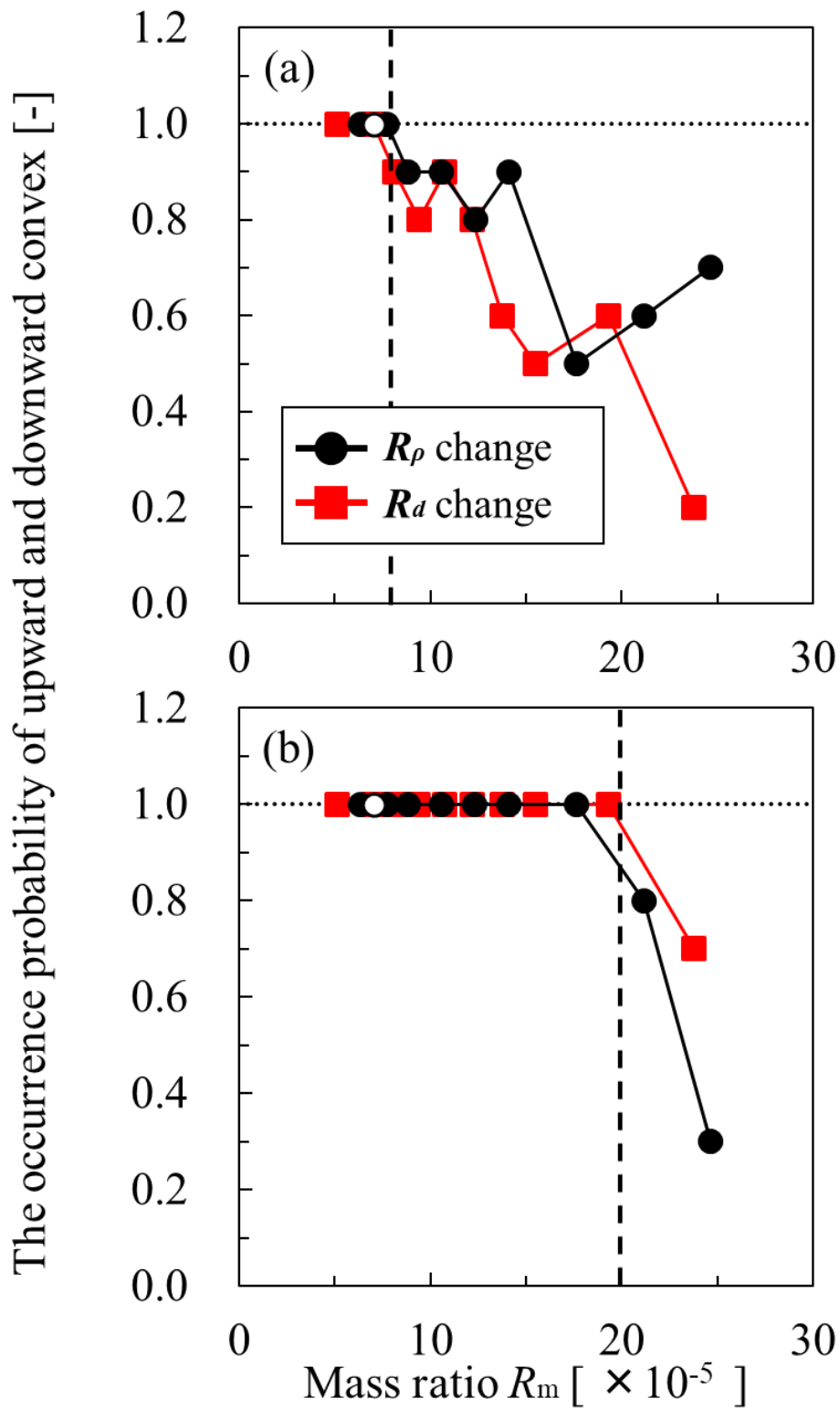


Fig. 6-7 Relation between the mass ratio and the occurrence probability of (a) upward and (b) downward convex.

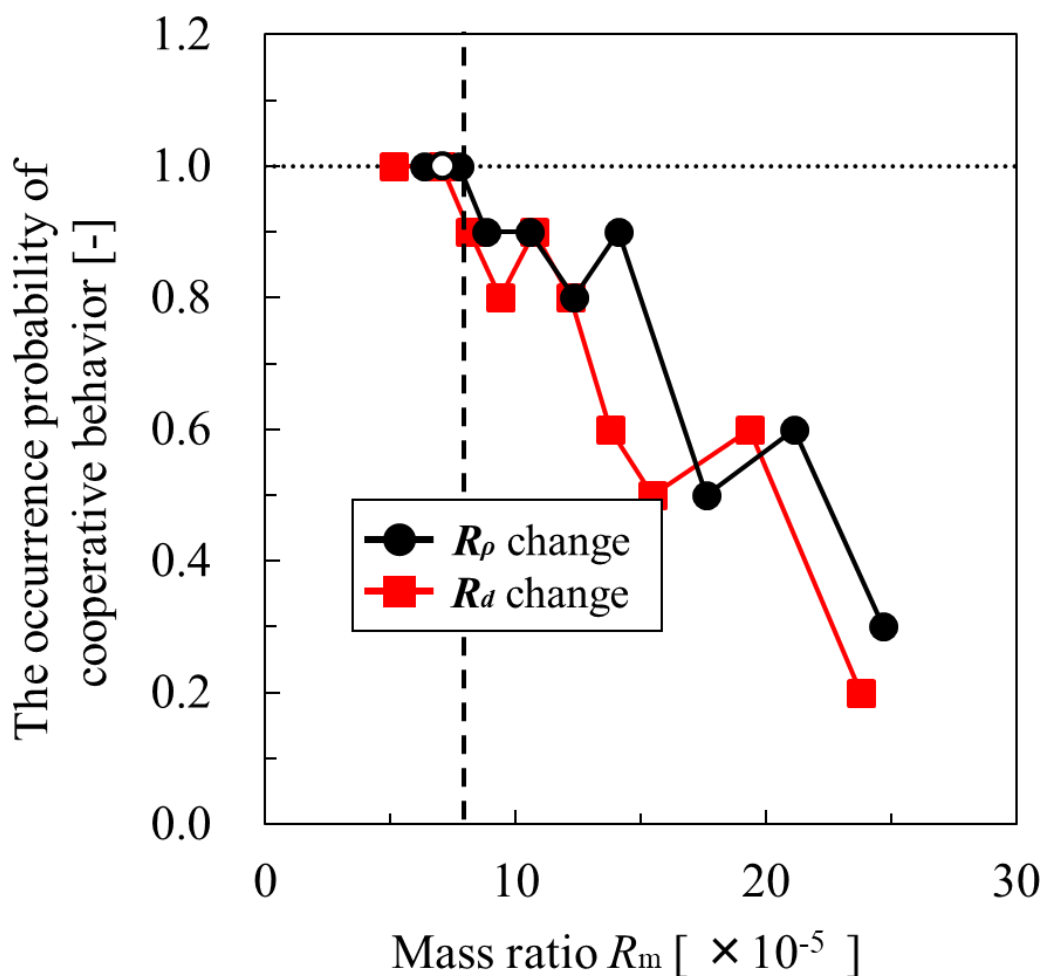


Fig. 6-8 Relation between the mass ratio and the occurrence probability of cooperative behavior [51].

Copyright 2021 The Society of Powder Technology, Japan

6-3-4 層粒子の質量比が円盤の配置変化におよぼす影響への考察

前項で述べた特異協調挙動の発生確率の減少は、上に凸と下に凸の配置が水平に近づいたことに起因する。その上に凸と下に凸の円盤配置に関連する Δz_{\max} , Δz_{\min} が R_m により変化した理由を議論する。それらの値の変化は、前章で我々が提案した発生メカニズムが関与している可能性があり、またそのメカニズムでは1回目の上に凸と下に凸の発生メカニズムはそれぞれ要因が異なると説明した。そこで、 R_m が Δz_{\max} , Δz_{\min} の絶対値におよぼす影響を別々に議論する。

まず1回目の上に凸の発生に関しては、前章にて円盤が粒子層表面に衝突する際のフォースチェーンに起因するためだと考察した。そこで、質量比の増加に伴って上に凸の

配置が水平に近づいた原因についても同様にフォースチェーンにより考察する。Fig. 6-9 に $R_m =$ (a) 7.05×10^{-5} , (b) 17.6×10^{-5} , (c) 19.3×10^{-5} の条件での円盤と粒子層が接触した際のフォースチェーンのスナップショットとその際の模式図を示す。なお, (b), (c) は各 R_m の値を (b) : 密度比 R_ρ , (c) : 直径比 R_d によって変化させたものである。また第 4・5 章同様に, 図中の線は粒子間での接触力を表し, 100 mm の線の長さは 10 mN の接触力を意味する。結果より, Fig. 6-9 (a-i) に比べ (b-i), (c-i) の条件の方が, 円盤と粒子層が接触した際のフォースチェーンが大きくなり, また全ての円盤下部でその力が比較的均一に発生していることがわかる。層粒子質量が大きい場合には Fig. 6-9 (b-ii), (c-ii) に示すように, Outer disks 下部の層粒子が移動しにくくなることで層全体として動きにくくなり, 層粒子同士のフォースチェーンが横方向にも大きくなったと考えられる。その結果, 各円盤の落下に対する層粒子の抵抗力の差が生じにくくなり, 上に凸の配置が水平に近づいたと考えられる (Fig. 6-9 (iii))。

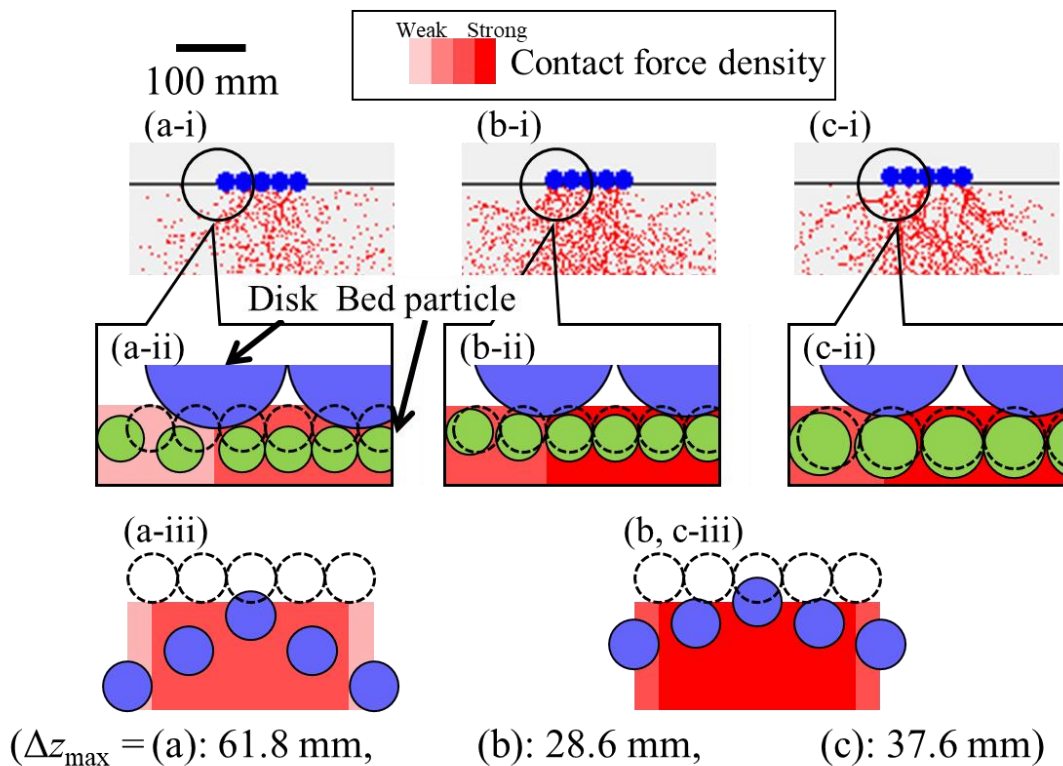


Fig. 6-9 Contact force snapshots when the disks collided with a particle bed surface and schematic diagram showing the contact forces between the objects in the bed ((a): $R_m = 7.05 \times 10^{-5}$, (b): 17.6×10^{-5} (R_ρ change), and (c): 19.3×10^{-5} (R_d change)).

次に下に凸の発生については、前章では円盤の落下に伴う粒子流れが重要だと考察した。そこで **Fig. 6-10** に **Fig. 6-9** と同じ R_m 条件での水平(i-iii)と最も下に凸(iv)となった時間でのスナップショット(i), (iv)に加え、粒子層の移動速度の空間分布図((ii): z 軸方向, (iii): x 軸方向)を示す((a): $R_m = 7.05 \times 10^{-5}$, (b): 17.6×10^{-5} , (c): 19.3×10^{-5})。なお(ii), (iii)の図では、層粒子の x 方向速度の絶対値の増加(ii)と z 方向速度の増加(iii)とに伴って、色が黒くなるように設定している。**Fig. 6-10 (i)**より、円盤の配置が水平の際、 R_m が小さい条件では、Center disk 上部の充填率が比較的小さいことがわかる。また **Fig. 6-10 (ii, iii)**より、 R_m が小さい条件 **Fig. 6-10 (a-iii)**では、円盤間の領域に存在する層粒子の色が黒く上方向への粒子流れが大きいが、横方向への粒子流れに関してはいずれの R_m 条件においても大きな差が見られないことがわかる。よって、 R_m の条件が粒子流れにおよぼす影響は上方向の流れに対してのみ大きいと言える。これは層粒子質量の増加により重力の影響が大きくなり、上方向への粒子流れが小さくなる一方、横方向の粒子流れに対しては重力の影響は上方向より小さいため、 R_m の増加により円盤間の粒子流れがより水平に近づくと考えられる。 R_m の増加に伴う粒子流れの方向の変化により、**Fig. 6-10(iv)**に示すように下に凸の配置が水平になったと考えられる。この粒子流れと下に凸の配置の関係を考察するために、**Fig. 6-11** にその模式図((a): 質量比が小さい条件, (b): 大きい条件)を示す。また図内において、Outer disks, Side disks, Center disk をそれぞれ、円盤内に O, S, C と表記した。円盤が粒子層を落下するためには、円盤下部の粒子を移動させる必要があり、また円盤の配置が水平から下に凸に向かう際、質量比が大きい条件では上述した層粒子質量の増加の影響により、円盤の落下による円盤周りの粒子の上方向への流れが相対的に小さくなる(**Fig. 6-11 (i)**)。そのため **Fig. 6-11 (b-ii)**に示すように、粒子流れの角度が水平に近づく($\varphi_2 < \varphi_1$)ため、Side disks 下部の層粒子が Center disk 上部へと移動しやすくなり、Center disk 上部の充填率が増加する。その結果、Center disk 周囲の粒子の移動が制限されるため、Center disk の落下速度が減少したと考えられる。よって、この落下速度の減少により質量比が大きい条件では、質量比が小さい条件に比べ下に凸の配置が水平に近づいたと考えられる(**Fig. 6-11 (iii)**)。

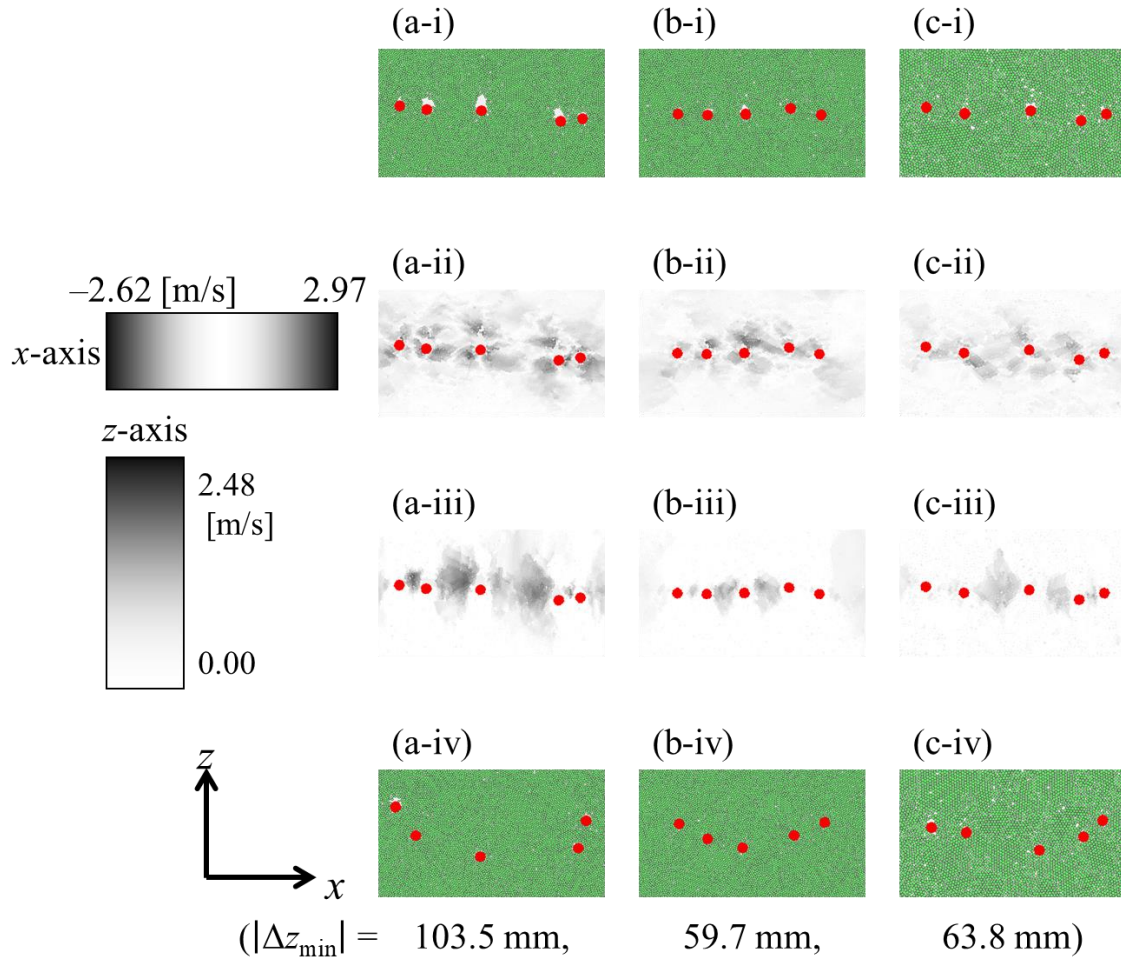


Fig. 6-10 Snapshots of the falling disks behavior (i, iv) and the particle flow velocities (in the x -axis (ii) and z -axis (iii) direction) around the disks ((a): $R_m = 7.05 \times 10^{-5}$, (b): 17.6×10^{-5} (R_ρ change), and (c): 19.3×10^{-5} (R_d change), (i-iii): horizontal, and (iv): most downward convex).

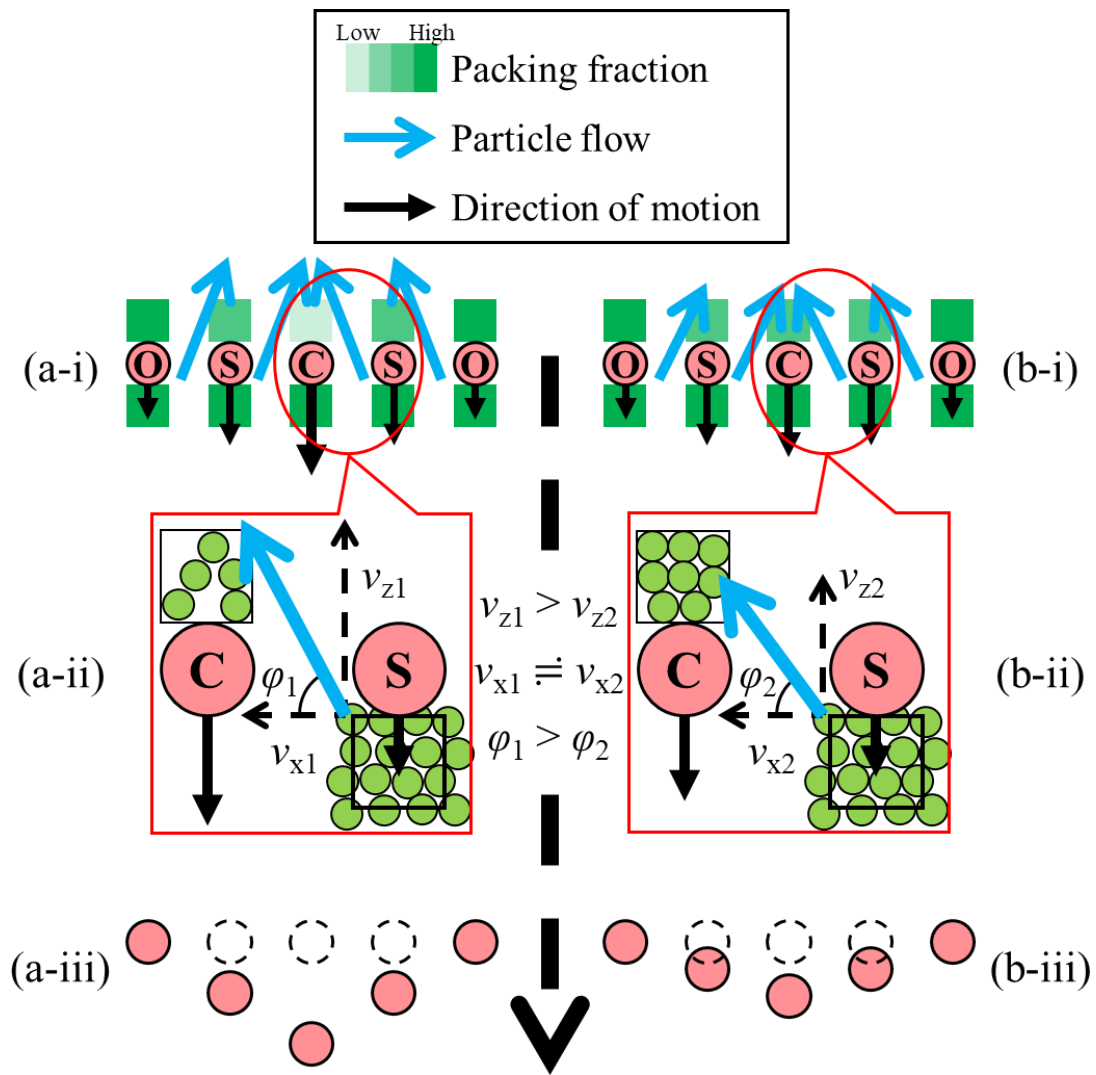


Fig. 6-11 Schematic diagrams of the reason why the downward configuration approaches horizontal with increasing the mass ratio ((a): smaller and (b): larger mass ratio).

以上のメカニズムにより、質量比の増加に伴って、 Δz_{\max} , Δz_{\min} の絶対値が基準値(25.4 mm)を上回りにくくなり、上に凸と下に凸の発生確率が減少したと考えられる。また、Fig. 6-3(c), 5 で示したように上に凸と下に凸の配置に対して摩擦係数比の影響が小さかったのは、今回の円盤落下に起因する上述のフォースチェーンや粒子流れを引き起こす力が、粒子間の摩擦力に比べ相対的に大きかったためではないかと考えられる。そのため、今回の検討範囲よりも質量比が小さい条件においては、今回と同様に「特異協調挙動に対して摩擦係数比の影響は小さい」という結果が得られるかどうかは不明である。

6-4 結言

本章では、DEM シミュレーションを用いて粒子物性(投入物に対する層粒子の密度比、直径比、摩擦係数比)が特異協調挙動の発生確率と投入物の配置におよぼす影響を、Center disk と Outer disks の高低差に基づいて検討した。なお、投入物と層粒子の密度比、直径比、摩擦係数比を変化させるため、投入円盤の物性を固定し、層粒子の密度、直径、摩擦係数のみを変更させた。結果より、摩擦係数比は特異協調挙動発生時の円盤の配置に対して影響が小さいことがわかった。また密度比、直径比が大きい条件では、粒子層の初期充填構造の違いにより、特異協調挙動発生の有無に違いが生じることが明らかとなった。さらに、特異協調挙動の発生の有無はある条件で明確に切り替わるのではなく、層粒子の密度や直径の増加による質量比の増加に伴う発生確率の減少により切り替わることが明らかとなった。これは質量比の増加により、特異協調挙動発生時の上に凸と下に凸の円盤の配置が水平に近づくためであることが示された。その上に凸と下に凸の円盤配置が水平に近づく各原因は層粒子質量の増加によって、円盤下部のフォースチェーンが均一に近づくため、ならびに、円盤の落下による上方向の粒子流れが小さくなったことにより Center disk 上部の充填率が増加しやすくなり、Center disk の落下速度が減少しやすくなったためだと考えられる。

Nomenclatures

d	: diameter of an object	[m]
m	: mass of an object	[kg]
R_d	: diameter ratio of a bed particle to a modeled disk	[-]
R_m	: mass ratio of a bed particle to a modeled disk	[-]
R_ρ	: density ratio of a bed particle to a modeled disk	[-]
R_μ	: frictional coefficient ratio of a bed particle to a modeled disk	[-]
v	: particle flow velocity	[m/s]
z	: z -coordinate value	[m]
Δz	: z -coordinate value difference between center disk and the average of outer disks	[m]
Δz_{\max}	: Local maximum value of Δz	[m]
Δz_{\min}	: Local minimum value of Δz	
ρ	: density of an object	[kg/m ³]
μ_p	: frictional coefficient of an object	[-]
φ	: particle flow angle	[rad]

< Subscript >

c	: center disk
l	: left outer disk
r	: right outer disk
x	: x -coordinate
z	: z -coordinate

第 7 章 容器前後壁の摩擦および粒子層間の流体物性が特 異協調挙動におよぼす影響のシミュレーション解析

7-1 緒言

前章にて、DEM シミュレーションを用いて層粒子物性(密度, 粒子径, 摩擦係数)が特異協調挙動の発生確率と挙動発生時の円盤配置におよぼす影響について議論した。その結果, 層粒子同士の摩擦係数が特異協調挙動発生時の円盤配置へおよぼす影響は小さいことがわかった。これは粒子間の摩擦力は相対的に小さく, 特異協調挙動の発生に必要なフォースチェーンや円盤周りの粒子流れに大きく影響をおよぼさなかったためだと考察した。

Solano-Altamirano ら[37]は 2 円盤を粒子層へ同時に投入したシミュレーションにおいて, 前後壁面の摩擦力を仮想的に導入することで, シミュレーション内の 2 円盤の軌跡が円盤の落下に伴い水平方向の円盤間距離が増加した後, 減少するという実験で見られた軌跡に近づいたことを報告している。前章の結果では 5 円盤の落下挙動に層粒子同士の摩擦力がおよぼす影響は小さく, Solano-Altamirano らの結果では 2 円盤の落下挙動に前後壁面の摩擦力がおよぼす影響は大きかった。その違いとして, 投入円盤数が異なるため単純な比較はできないが, 粒子間の摩擦力が粒子の運動よりも小さいためであるのに対して, Solano-Altamirano らが導入した前後壁からの摩擦力は後述するが各円盤や粒子の動きそのものを減速させるモデルを採用しているためであると考えられる。しかし, このような方法において, 前後壁面・円盤・粒子間の摩擦係数を系統的に変化させた場合での円盤配置変化への影響の詳細は不明となっている。また現在, 液体中において特異協調挙動の発生は報告されておらず, 粒子層中を空気以外の物性の流体で満たされた際の影響は不明となっている。これまで本研究では, 簡易的にストークス式により円盤や層粒子が受ける流体抵抗力を考慮してきたが, この式では流体流れがおよぼす影響までは表現できない。しかし, 流体流れは円盤周りの粒子流れにも影響をおよぼすことが予想されるため, 粒子層間の流体流れが表現できる系での検討が必要であり, 流体流れがおよぼす影響を検討するためには流体物性を変化させる検討が有用であると考えられる。しかし, 上記の流体流れを既存の DEM シミュレーション内で表現するためには, 数値流体力学を考慮したシミュレーションの構築が必要となる。

そこで, 上記の検討の要望を検討するために本章では, 前章まで用いてきた DEM シミュレーションに容器の前後壁面が円盤と粒子に与える摩擦力や数値流体力学によって計算される流体流れを考慮したシミュレーションを用い, 前後壁面・円盤・粒子間の仮想摩擦係数や流体物性(粘度・密度)が特異協調挙動の発生におよぼす影響を検討した。

7-2 シミュレーション方法

本章では、前章まで用いてきた運動方程式(4.3)に前後壁面から受ける摩擦力 \mathbf{F}_w を加えた(7.1)式を用いた。

$$m_i \mathbf{v}_i = \sum (\mathbf{F}_{n,ij} + \mathbf{F}_{t,ij}) + m_i \mathbf{g} + \mathbf{F}_w + \mathbf{F}_d \quad (7.1)$$

\mathbf{F}_w の詳細については次項にて説明する。また、数値流体力学による流体流れの影響を検討する際は、前章まで用いてきたストークスの抵抗則($\mathbf{F}_d = -6\pi\eta_a r_i \mathbf{v}_i$ (4.17)式)とは異なり 7-2-2 で示す計算手法により \mathbf{F}_d を算出した。

7-2-1 前後壁面からの摩擦

\mathbf{F}_w は Solano-Altamirano ら[37]によって提案された粒子同士の各接触点での法線方向の圧縮力 $\mathbf{F}_{n,ij}$ の絶対値の合計により決まる(7.2)式を用いて計算した。

$$\mathbf{F}_w = -\mu_a \sum |\mathbf{F}_{n,ij}| \frac{\mathbf{v}_i}{|\mathbf{v}_i|} \left(\frac{\mu_a}{m_i} \sum |\mathbf{F}_{n,ij}| dt < \left| \mathbf{v}_i|_t + \frac{\mathbf{f}_{a,i}|_{t+dt}}{m_i} dt \right| \right) \quad (7.2)$$

$$\mathbf{v}_i|_{t+dt} = 0 \left(\frac{\mu_a}{m_i} \sum |\mathbf{F}_{n,ij}| dt > \left| \mathbf{v}_i|_t + \frac{\mathbf{f}_{a,i}|_{t+dt}}{m_i} dt \right| \right) \quad (7.3)$$

$$\mathbf{f}_{a,i} = m_i \mathbf{g} + \sum (\mathbf{F}_{n,ij} + \mathbf{F}_{t,ij}) \quad (7.4)$$

ここで μ_a , \mathbf{v} , m , dt , \mathbf{g} , $\mathbf{F}_{t,ij}$ は前後壁面-円盤・粒子間の仮想摩擦係数, 粒子の並進移動速度, 質量, 離散時間, 重力加速度, 各粒子間の接触点での接線方向のせん断力をそれぞれ表す。また, \mathbf{F}_w によって粒子が進行方向の逆方向に動かないために, (7.3)式より, 重力, 接触力および現時点での並進移動速度により決まる閾値以上となった際, 粒子の速度がゼロとなるように設定した。

7-2-2 流体流れの計算方法

数値流体力学を考慮した DEM シミュレーションの流体運動モデルは, 計算格子サイズを粒子よりも十分小さく設定し微細な流れ場まで解析するミクروسケールモデルと, 粒子よりも大きい計算格子内で局所的に平均化された流れ場を解析するメゾスケールモデルの2種に分類される。本研究では, メゾスケールモデルでの計算により流体流れを求めた。これは粒子層間の流体流れが特異協調挙動におよぼす影響を検討する際に,

メゾスケールモデルでの計算で十分に本研究の要求が満たせると考えたためである。

本研究において、モデル円盤の粒子径は層粒子の約 5 倍であり、両者の粒子径は大きく異なる。また、メゾスケールモデルでの計算格子内の粒子の平均化は、計算格子よりも小さい粒子に対して行われるため、直接本研究系には適用できない。そこで、Tsuji ら [52]により提案された仮想粒子法(Fictitious Particle Method, FPM)を用いて、大粒子(モデル円盤)-流体間に働く相互作用を計算した。本手法は Fig. 7-1 に示すように、大粒子成分を層粒子径に比べ粒子径が十分に小さい仮想粒子の充填体と捉えることで、メゾスケールモデルでの大粒子-流体間相互作用の計算を可能とする手法である。本研究ではモデル円盤径が 25.4 mm、層粒子径が 5.0 mm であるため、仮想粒子径は 2.5 mm とした。

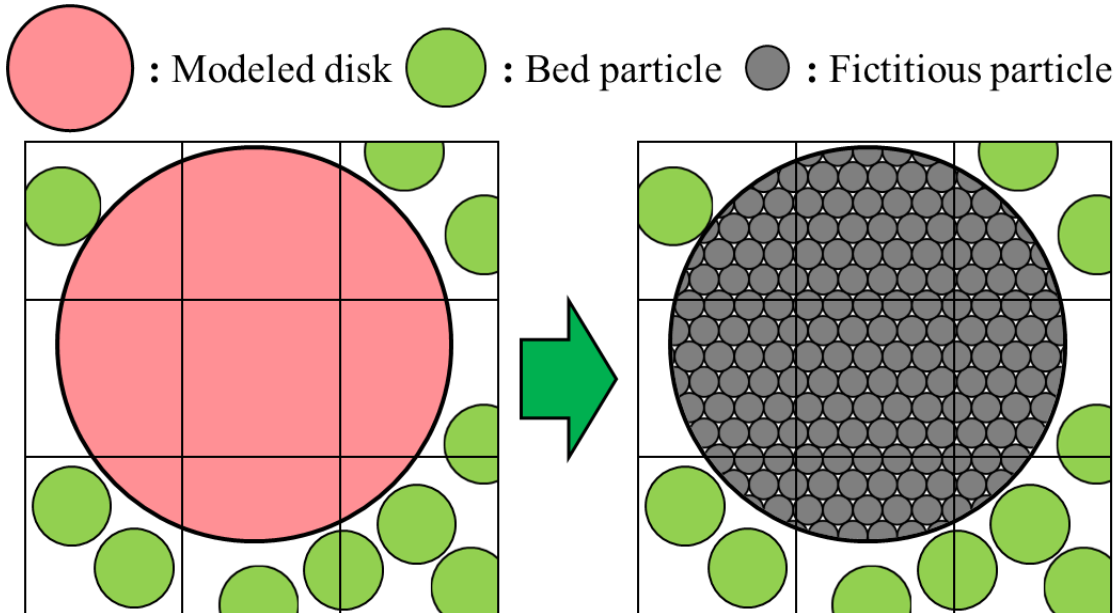


Fig. 7-1 Modelling based on small fictitious particles

各計算格子内の粒子を平均化したメゾスケールモデルにおける連続の式(7.5)と Navier-Stokes 方程式(7.6)は次のように記述される。

$$\frac{\partial}{\partial t} \varepsilon + \nabla \cdot (\varepsilon \mathbf{u}) = 0 \quad (7.5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon \mathbf{u}) + \nabla \cdot (\varepsilon \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\frac{\varepsilon}{\rho_f} \nabla p + \varepsilon \frac{\eta_f}{\rho_f} \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{f}_{\text{FPM}} \quad (7.6)$$

ここで、 ε は計算格子内の空隙率、 \mathbf{u} は計算格子内の流体速度、 η_f は流体粘度、 ρ_f は流体密度、 p は計算格子内の圧力、 \mathbf{f}_{FPM} は FPM を用いた際の計算格子内の粒子-流体間の相互作用を表す。 \mathbf{f}_{FPM} は以下の(7.7)式を用いて計算される。

$$\mathbf{f}_{\text{FPM}} = \frac{\beta_{\text{FPM}}}{\rho_f} (\mathbf{v}_{\text{FPM}} - \mathbf{u}) \quad (7.7)$$

$$\beta_{\text{FPM}} = \begin{cases} \frac{\eta_f(1-\varepsilon)}{d_{\text{Sau}}^2 \varepsilon} [150(1-\varepsilon) + 1.75Re] & (\varepsilon \leq 0.8) \\ \frac{3}{4} C_D \frac{\eta_f(1-\varepsilon)}{d_{\text{Sau}}^2} \varepsilon^{-2.7} Re & (\varepsilon > 0.8) \end{cases} \quad (7.8)$$

$$\mathbf{v}_{\text{FPM}} = \frac{\alpha_p \mathbf{v}_p + \alpha_d \alpha_{\text{fic}} \mathbf{v}_d}{1-\varepsilon} \quad (7.9)$$

$$d_{\text{Sau}} = \frac{1-\varepsilon}{\frac{\alpha_p}{d_p} + \frac{\alpha_d \alpha_{\text{fic}}}{d_{\text{fic}}}} \quad (7.10)$$

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{Re} (1 + 0.15Re^{0.687}) & (Re \leq 1000) \\ 0.43 & (Re > 1000) \end{cases} \quad (7.11)$$

$$Re = \frac{|\mathbf{v}_{\text{FPM}} - \mathbf{u}| \rho_f \varepsilon d_{\text{Sau}}}{\eta_f} \quad (7.12)$$

ここで、 β_{FPM} 、 \mathbf{v}_{FPM} 、 d_{Sau} 、 Re 、 C_D 、 α はそれぞれ流体抵抗係数、粒子の代表速度、ザウター平均径、粒子レイノルズ数、単一球に対する抗力係数、体積率を表し、これらの変数の計算はすべて計算格子毎に行われる。下付き文字の p と d は層粒子成分とモデル円盤成分を表す。 α_{fic} はモデル円盤内の仮想粒子の充填率であり、本研究では最密充填構造を仮定し 0.74 とした。 β_{FPM} は ε によって用いる式が異なり、高充填域($\varepsilon \leq 0.8$)であれば Ergun[53]の式を、中程度充填域以下($\varepsilon > 0.8$)であれば Wen と Yu[54]の式をそれぞれ用いる。また、 β_{FPM} 、 Re 、 C_D は x 、 z 軸方向それぞれで計算した。

そして、(7.4,5)式を用いて流体速度 \mathbf{u} を求め、層粒子とモデル円盤にかかる流体抵抗力 \mathbf{F}_d を以下の式より求めた。

$$\mathbf{F}_d = \begin{cases} \frac{\beta_{\text{FPM}} V_p}{1-\varepsilon} (\mathbf{u} - \mathbf{v}_p) - V_p \nabla p & (\text{bed particles}) \\ \alpha_{\text{fic}} \int_{V_d} \left\{ \frac{\beta_{\text{FPM}}}{1-\varepsilon} (\mathbf{u} - \mathbf{v}_d) - \nabla p \right\} dV & (\text{modeled disks}) \end{cases} \quad (7.13)$$

7-2-3 シミュレーション条件

粒子層の作成手順は前章までと同様のため、以下に概略のみを述べる。本章においても、奥行き1層の二次元DEMシミュレーションを用い、容器内(横幅×高さ：900×2700 mm)に層粒子(粒子径：5.00 mm，密度：14.0 kg/m³，摩擦係数：0.364)をランダムに発生させ、重力落下により高さが2300 mmの粒子層を作成した。そして、5つのモデル円盤を水平方向に隙間なく配置し、高さ方向はその下端が粒子層表面から50 mmの高さになるように配置し、重力により投入した。また前章と同様に、本章においても各条件で10種類の初期充填構造の粒子層を用いた。特異協調挙動発生時の円盤配置はCenter diskの高さとOuter disksの高さの平均値との差 Δz ((6.1)式)を用いて評価し、特異協調挙動発生時の上に凸と下に凸の配置は Δz の最初の極値 Δz_{\max} と次の極値 Δz_{\min} を用いて議論した。層粒子間の流体流れの影響を検討する際は計算格子にはスタッガード格子を用い、また計算負荷の軽減のため容器高さを1400 mm，粒子層高さを1200 mmに変更し、検討を行った。円盤や層粒子に関するシミュレーション条件は前章までと同様であるため、前後壁面-円盤・粒子間の仮想摩擦係数や流体計算に関するシミュレーション条件の詳細のみTable 7-1に示す。なお、Table 7-1のカッコ内に示す物性値は空気の物性値を示す。

Table 7-1 Simulation conditions
about front-back wall friction and fluid flow.

Assumed front-back wall frictional coefficient	μ_a	[-]	0.00 – 0.03
Fluid viscosity	η_f	[Pa·s]	$3.644 \times 10^{-8} - 3.644 \times 10^{-4}$ ($\eta_{f0} = 1.822 \times 10^{-5}$)
Fluid density	ρ_f	[kg/m ³]	$6.025 \times 10^{-2} - 6.025 \times 10^2$ ($\rho_{f0} = 1.205$)
Fluid kinetic viscosity	ν_f	[m ² /s]	$3.024 \times 10^{-8} - 3.024 \times 10^{-4}$ ($\nu_{f0} = 1.512 \times 10^{-5}$)
Fictitious volume fraction	α_{fic}	[-]	0.74
Fictitious particle diameter	d_{fic}	[mm]	2.50
Simulation system height when calculating fluid flow	wz	[mm]	1400
Particle bed height when calculating fluid flow	h	[mm]	1200
Fluid cell size	$\Delta x, \Delta y, \Delta z$	[mm]	10.0, 5.0, 10.0
Number of fluid cell	$x \times y \times z$	[-]	$90 \times 1 \times 140$

7-3 結果および考察

7-3-1 前後壁面の摩擦が特異協調挙動へおよぼす影響の検討

初めに前後壁面の仮想摩擦が円盤の落下挙動におよぼす影響を検討するために、横幅が 350 mm、高さが 425 mm の粒子層内での単一モデル円盤の落下挙動を調べた。Fig.7-2 に前後壁面-円盤・粒子間の摩擦係数 μ_a の値を 0.00(前後壁面からの摩擦なし) - 0.03 で変化させた際の経過時間に対する粒子層内(横幅×高さ : 350 × 425 mm)での単一円盤の z 座標を示す。なお、図中の黒の破線は実験値(Fig. 2-4 (ii)の 3 回の平均値)を示す。結果より、 μ_a の値の増加に伴って横軸に対する円盤の高さ(z 座標)の傾きが緩やかになっており、円盤の落下速度が減少していることがわかる。また、その μ_a の最適値は 0.02 付近に存在すると考えられ、この結果から再び追加検討を行い、本シミュレーション条件における μ_a の最適値は 0.021 とわかった。次に、前章まで用いてきた粒子層サイズ(横幅×高さ : 900 × 2300 mm)に変更し、 μ_a の違いによる 5 円盤の落下挙動の違いを検討した。Fig. 7-3 に前後壁の摩擦を考慮していない条件($\mu_a = 0.00$, (a))と考慮した条件($\mu_a = 0.021$, (b))での 5 円盤の落下挙動のスナップショットを示す。結果より、前後壁の摩擦によって特異協調挙動の発生高さ、および挙動発生時の円盤配置が大きく変化していることがわかる。円盤や層粒子の落下に対する抵抗力である前後壁面からの摩擦力が考慮されたことで、挙動の発生高さに影響をおよぼすことは容易に想像できるが、挙動発生時の円盤配置への影響の詳細についてはさらなる検討が必要だと考えられる。

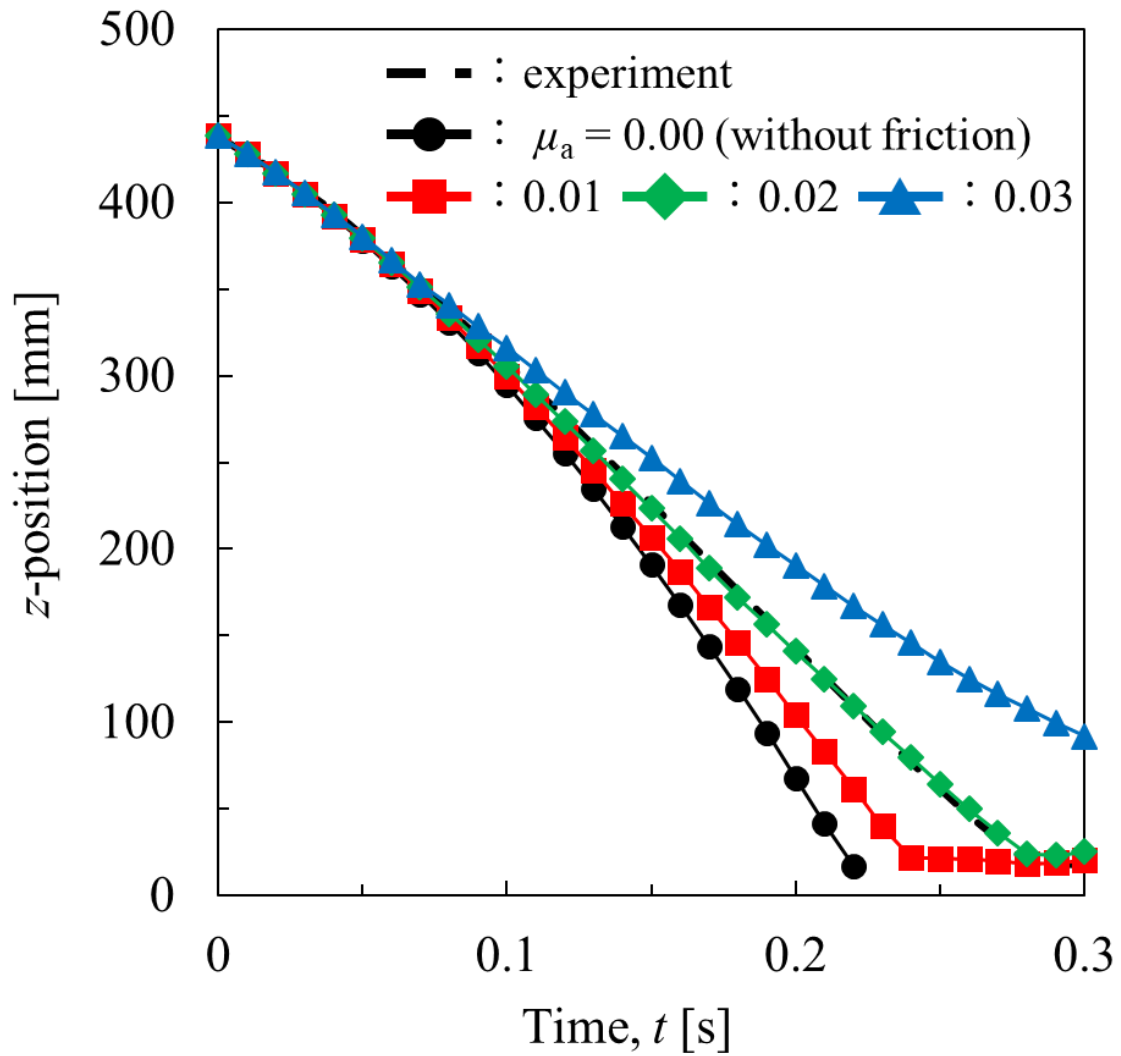


Fig. 7-2 Variation of the z -position as a function of time for a single disk falling through a particle bedbed (width \times height: 350 \times 425 mm) with various assumed front-back wall frictional coefficients.

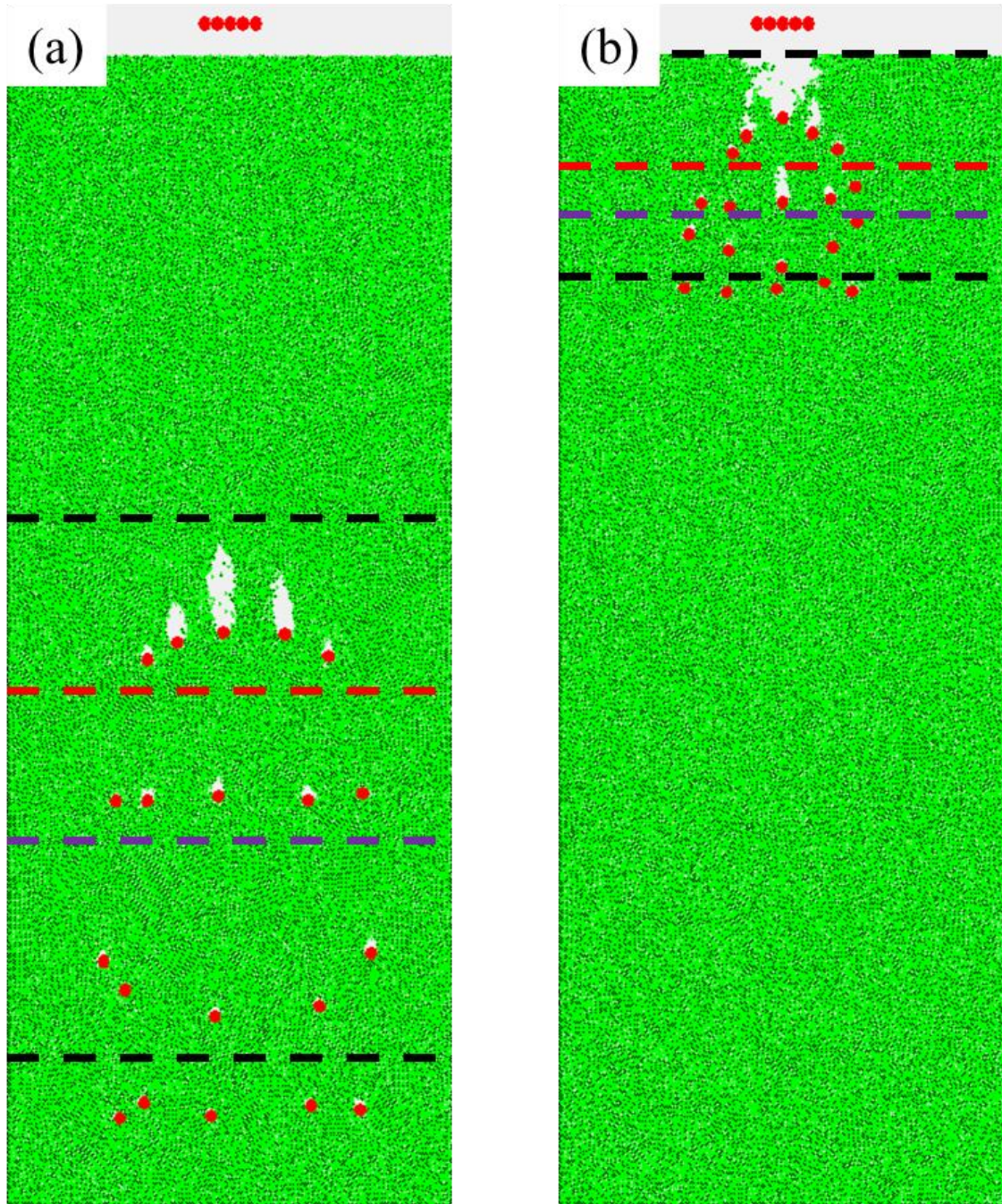


Fig. 7-3 Combined snapshots of the falling behavior of the simulated disks in a particle bed without and with assumed friction from the front-back wall. ((a): $\mu_a = 0.00$ and (b): $\mu_a = 0.021$)

Fig. 7-4 に同じ初期充填構造の粒子層において μ_a のみを変化させた($\mu_a = 0.00$ (黒), 0.01 (赤), 0.021 (緑), 0.03 (青))場合での経過時間に対する Δz の値を示す。なお図中の黒の破線は、投入物直径と同サイズの Δz の値(25.4 mm と -25.4 mm)を表す。結果より、いずれの μ_a 条件においても、 Δz が極大値と極小値を取り、その値が黒の破線を超えているため、円盤配置が最も上に凸と下に凸となった際には、Center disk と Outer disks に円盤 1 個分以上の高低差が生じており、特異協調挙動が発生していると言える。また、 μ_a の増加に伴って、特異協調挙動が発生する時間がより早くなり、 Δz_{\max} と Δz_{\min} の値から凹凸度合いも変化していることがわかる。

次に、Fig. 7-5 に異なる 10 種類の初期充填構造を用いた際の μ_a に対する Δz_{\max} (a)と Δz_{\min} (b)の絶対値の平均値を示す。結果より、 μ_a に対する Δz_{\max} と Δz_{\min} の変化傾向は異なることがわかる。 Δz_{\max} の値は μ_a が 0.01 になるまでは増加しているが、 μ_a がそれ以上の条件ではやや減少しているものの、ほぼ 70 mm 付近で一定値を取っていることがわかる。 Δz_{\min} の絶対値は、 μ_a が 0.01 までは 100 mm 付近の値を取り、 μ_a がそれ以上の条件では Δz_{\min} の絶対値が減少していることがわかるため、円盤の配置は水平に近づいていることがわかる。前章までで、上に凸と下に凸の配置の発生メカニズムは異なるものと説明してきたため、本章においても Δz_{\max} と Δz_{\min} の傾向に関してそれぞれ個別に議論する。また前章にて、円盤に対する層粒子の質量比 R_m の増加に伴う層粒子の移動の制限により、 Δz_{\max} と Δz_{\min} の絶対値は減少(Fig. 6-6 再掲)し、上に凸および下に凸度合いは水平に近づくと提案した。一方、 μ_a の増加によっても層粒子の移動は制限されるが、 Δz_{\max} の値に関しては μ_a が 0.01 以下では増加し、 R_m を増加させた際とは大きく異なった傾向を示した。その理由についても次項にて考察する。

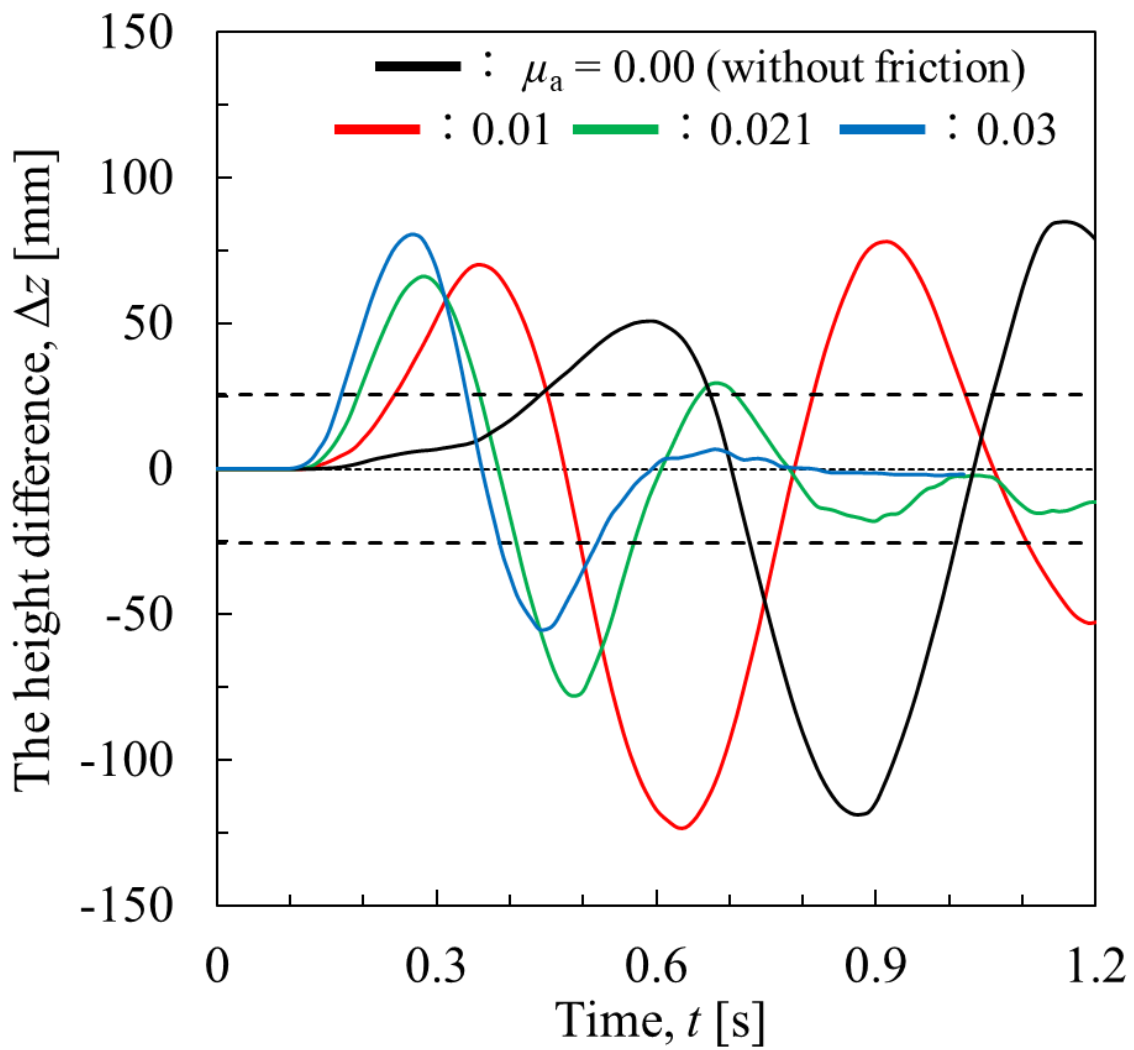


Fig. 7-4 Variation of the height difference as a function of time in a particle bed with various assumed front-back wall frictional coefficients.

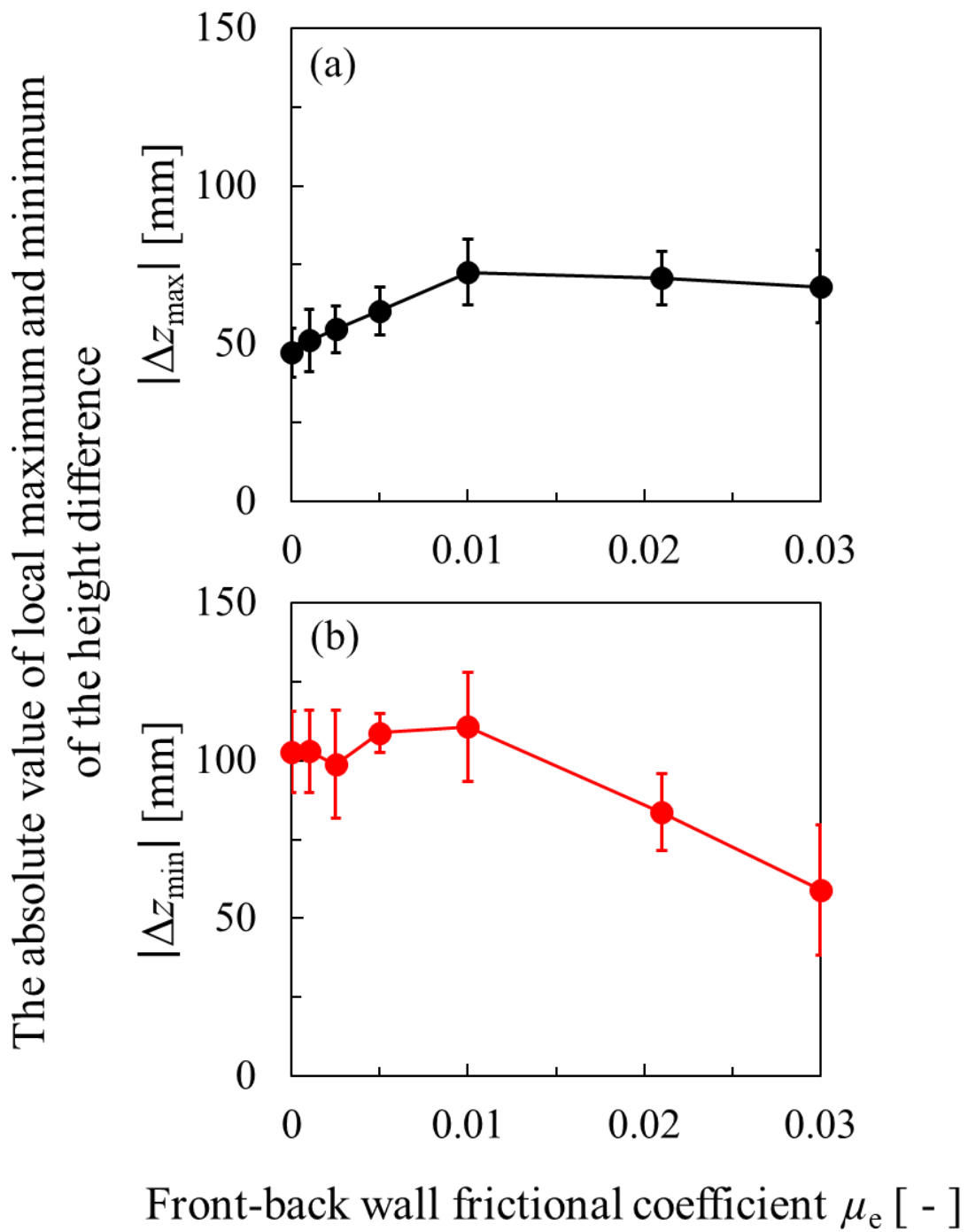


Fig. 7-5 Relation between the assumed front-back wall frictional coefficient and the absolute values of the local (a) maximum and (b) minimum height difference.

The absolute value of local maximum and minimum of the height difference

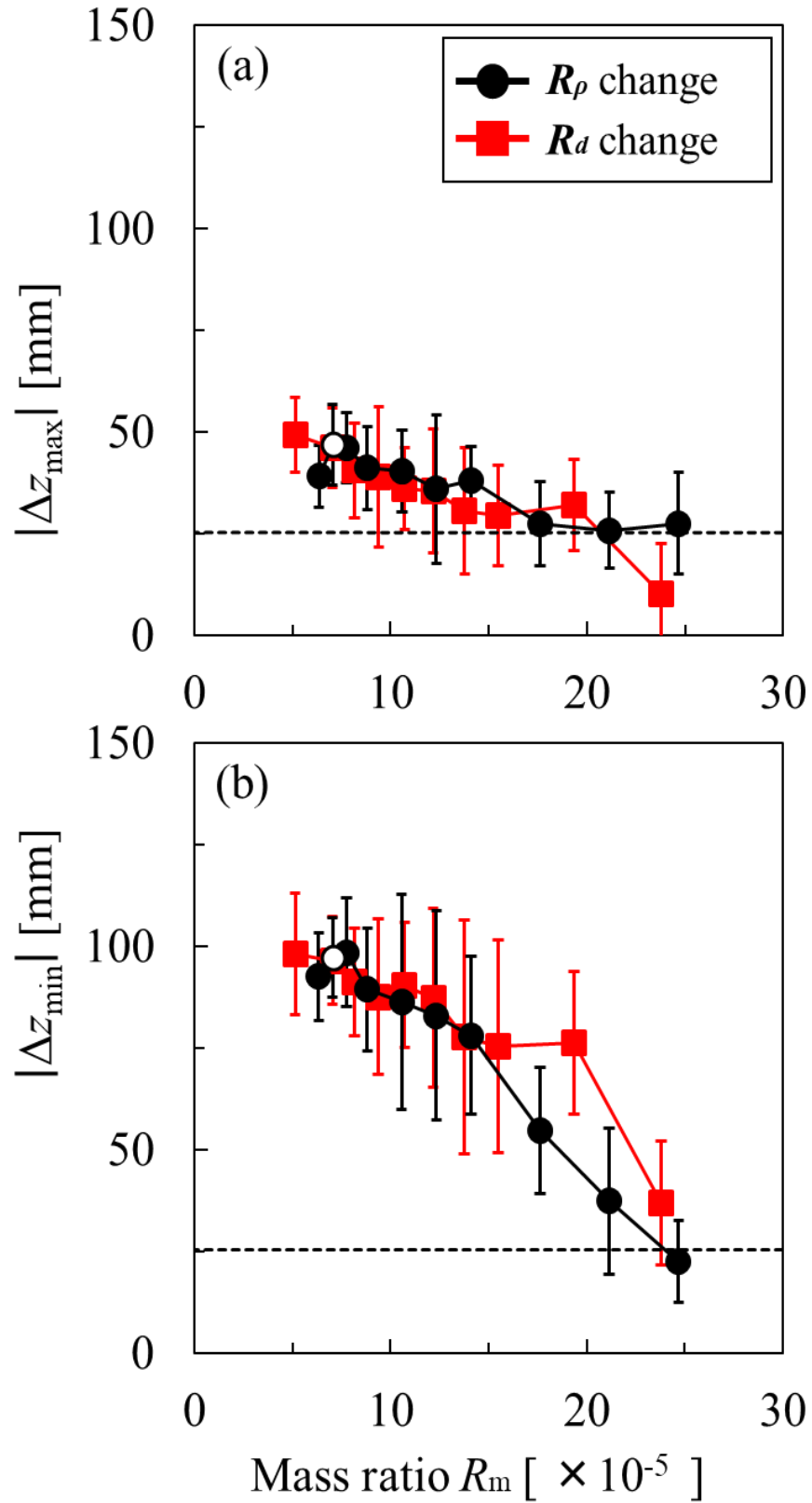


Fig. 6-6 Relation between the mass ratio and the absolute value of the local (a) maximum and (b) minimum height difference. **(Reappearance)**

7-3-1-1 前後壁面摩擦が上に凸の円盤配置へおよぼす影響

Fig. 7-5 (a)より、 Δz_{\max} の値(円盤配置の上に凸度合い)は μ_a の値が0.01までは増加し、それ以上の条件では Δz_{\max} の値はほぼ一定値を取った。また、前章までで特異協調挙動発生時の上に凸の円盤配置には円盤-粒子層衝突時の接触力分布が大きく関与していると説明してきた。そこで、本章においてもFig. 7-6に各 μ_a 条件((a): $\mu_a = 0.00$ (前後壁からの摩擦なし), (b): 0.01, (c): 0.021)での円盤-粒子層衝突時の接触力のスナップショット(i)とその模式図(ii)を示す。また前章までと同様に図中の線は粒子間での接触力を表し、100 mmの線の長さは10 mNの接触力を意味する。Fig. 7-6 (i)の結果より、 μ_a の値が増加するにつれて、接触力が大きく働いている領域がCenter diskの真下から深さ方向だけでなく、横方向にも広がっていることがわかる。これは μ_a が大きい条件では円盤下部の層粒子が移動しにくくなることで、層全体として動きにくくなり、層粒子同士の接触力が大きくなっているためだと考えられる。この μ_a の増加に伴う接触力の広がり方の変化により、 $\mu_a < 0.01$ の条件ではCenter diskの落下が抑制されるため Δz_{\max} が増加し、 $\mu_a \geq 0.01$ の条件では、Outer disksの落下を抑制しようとする粒子層中の接触力も大きくなるため、 Δz_{\max} が一定値を取ったと考えられる。

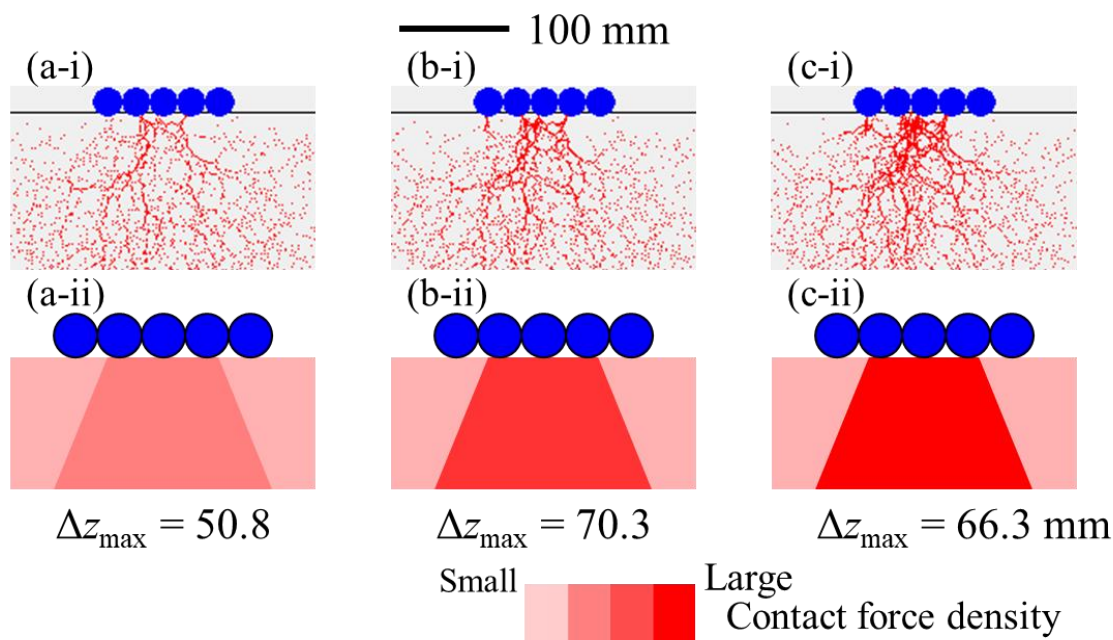


Fig. 7-6 Contact force snapshots (i) when the disks collided with the particle bed surface and schematic diagrams (ii) showing the contact force between the objects in the bed.

((a): $\mu_a = 0.00$, (b): $\mu_a = 0.01$, and (c): $\mu_a = 0.021$)

次に、 μ_a を増加させた際と R_m を増加させた際の Δz_{\max} の傾向が大きく異なった原因について考察する。**Fig. 7-7**に μ_a を増加させた条件((a) : $\mu_a = 0.021$, $R_m = 7.05 \times 10^{-5}$)と R_m を増加させた条件((b) : $\mu_a = 0.00$, $R_m = 17.6 \times 10^{-5}$)の初期状態と円盤-粒子層衝突時の接触力のスナップショットを示す。 μ_a を増加させた条件(**Fig. 7-7 (a)**)では、 R_m を増加させた条件(**Fig. 7-7 (b)**)に比べ、層粒子同士の密なフォースチェーンが下方方向に広がっていることがわかる。一方、 R_m を増加させた条件では、粒子層内のフォースチェーンは放射線状に広がっていることがわかる。この接触力の広がり方の違いによって、 μ_a を増加させた条件と R_m を増加させた条件では **Outer disks**の落下しやすさが異なるため、同じ層粒子が動きにくい条件においても異なる傾向を示したと考えられる。この接触力の広がり方の違いは前後壁の摩擦を考慮した条件では、層粒子同士の接触力自体には変化がない一方、質量比を増加させた条件では層粒子同士の接触力が増加することに起因すると考えられる。

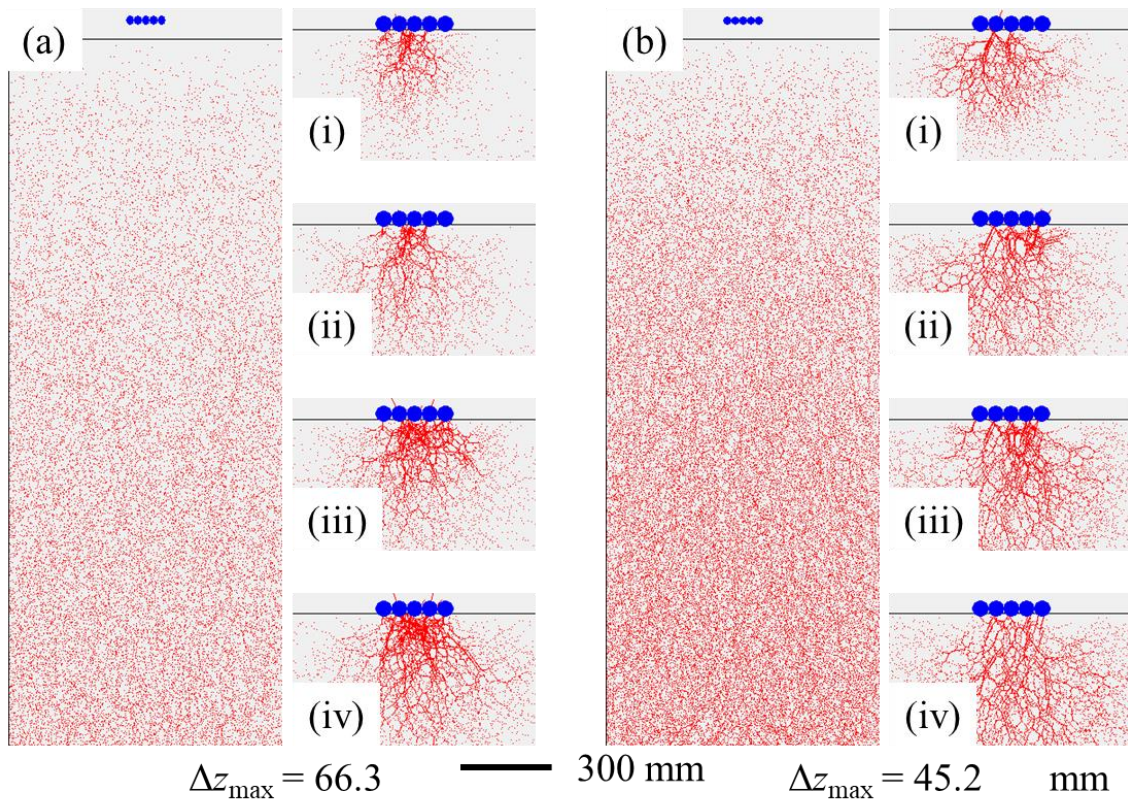


Fig. 7-7 Contact force snapshots when the disks collided with the particle bed surface ((a): $\mu_a = 0.021$ and $R_m = 7.05 \times 10^{-5}$, (b): $\mu_a = 0.00$ and $R_m = 17.6 \times 10^{-5}$, and (i-iv): 0.1035-0.1050 s)

これらの結果から、上に凸な円盤配置が水平(顕著な配置)に近づく要因は、 $\mu_a \leq 0.01$ の領域で μ_a を減少(増加)させた条件では、Center disk の落下を抑制する力が小さく(大きく)なるためであり、 R_m を増加(減少)させた条件では Outer disks の落下を抑制する力が大きく(小さく)なるためだと考えられる。

7-3-1-2 前後壁面摩擦が下に凸の円盤配置へおよぼす影響

Δz_{\min} の(円盤配置の下に凸度合い)傾向についてはすでに Fig. 7-5 (b)で示したように、 Δz_{\min} の絶対値(円盤配置の下に凸度合い)は μ_a の値が 0.01 までは大きな違いは見られなかったが、 μ_a がそれ以上の条件では Δz_{\min} の絶対値は減少した。また前章にて、 Δz_{\min} の絶対値の減少に対して、Center disk 上部への粒子の流れやすさを議論した。そこで、Fig. 7-8 に Fig. 7-4 で示した各 μ_a 条件($\mu_a = 0.00$ (a), 0.01 (b), 0.021 (c))での経過時間に対する Δz と Outer disks(赤)と Center disk(黒)の上部領域の充填率 ϕ_1 を示す。図中では下に凸度合いに着目するために、 Δz_{\max} をとった時間から Δz_{\min} をとる時間までの Δz の結果を実線で、それ以外の時間を破線で示す。また、Outer disks の ϕ_1 は Left outer disk と Right outer disk の平均値を示す。結果より、青色矢印で示した Δz の値が -50 mm(Outer disks と Center disk の高低差が円盤約 2 個分)を取る時間付近の Center disk の ϕ_1 に着目すると、 $\mu_a = 0.00$ の条件では $\phi_1 \simeq 10\%$ 、 $\mu_a = 0.01$ の条件では $\phi_1 \simeq 0\%$ においてそれぞれ変動していることがわかる。一方で、 $\mu_a = 0.02$ の条件では ϕ_1 の値は変動ではなく、急増している段階に入っていることがわかる。この ϕ_1 が増加し始める時間の差によって、Center disk の落下を抑制し始める時間が変化することで、 $\mu_a = 0.021$ の条件では下に凸度合いが弱くなったと考えられる。この ϕ_1 が増加し始める時間の差が生まれた要因について検討するために、Fig. 7-9 に各 μ_a 条件($\mu_a = 0.00$ (a), 0.01 (b), 0.021 (c))における Δz の値が -50 mm を取った時間でのスナップショット(i)と粒子層の移動速度の空間分布図(ii): x 軸方向, (iii): z 軸方向)を示す粒子流れのスナップショットを示す。なお(ii), (iii)の図では、層粒子の x 方向速度の絶対値の増加(ii)と z 方向速度の増加(iii)に伴って、色が黒くなるように設定している。また各 μ_a での Center disk の落下速度も図中に合わせて示す。Fig. 7-9 (ii), (iii) より、 x 方向と z 方向の速度を各 μ_a で比較すると、それほど大きな差が確認できないことがわかる。しかし、各 μ_a での結果を比較すると、 μ_a の増加に伴い Center disk の落下速度は減少していることがわかる。そのため、前章で提案したような粒子流

れの角度の変化に関する詳細は分からず、円盤上部の充填率の増加しやすさは粒子速度だけでは議論できないと考えられる。またこれは、Fig. 7-2 で示した単一球の落下挙動の結果でも見られたように、 μ_a の増加に伴い層内の粒子全体が動きにくくなっていることに起因していると考えられる。この Center disk の落下速度の違いにより、 μ_a が大きいほど ϕ_1 が増加し、落下速度の急減が早まったのは次の理由によるものだと考えられる。

Fig. 7-10 にその模式図と Center disk 周りの粒子状態のスナップショットを示す。図中に示すように、円盤が粒子層内を落下する際、円盤がいた位置に周りの粒子が流れようとする体積置換流れが生じる。また、円盤の落下速度が小さいほど、その体積置換流れは下向きになるため、円盤の隣接上部領域に粒子が流れやすくなり、より円盤の落下速度の減少は促進される。そのため、 $\mu_a = 0.021$ の条件では、Center disk の落下速度の減少が促進され、下に凸の配置は水平に近づいたと考えられる。また、 $\mu_a = 0.01$ の条件では、 $\mu_a = 0.00$ の条件に比べ落下速度が減少しているものの、速度自体が十分に大きい。その結果、 ϕ_1 が急増せず下に凸の配置にも大きな違いが生じなかったと考えられる。

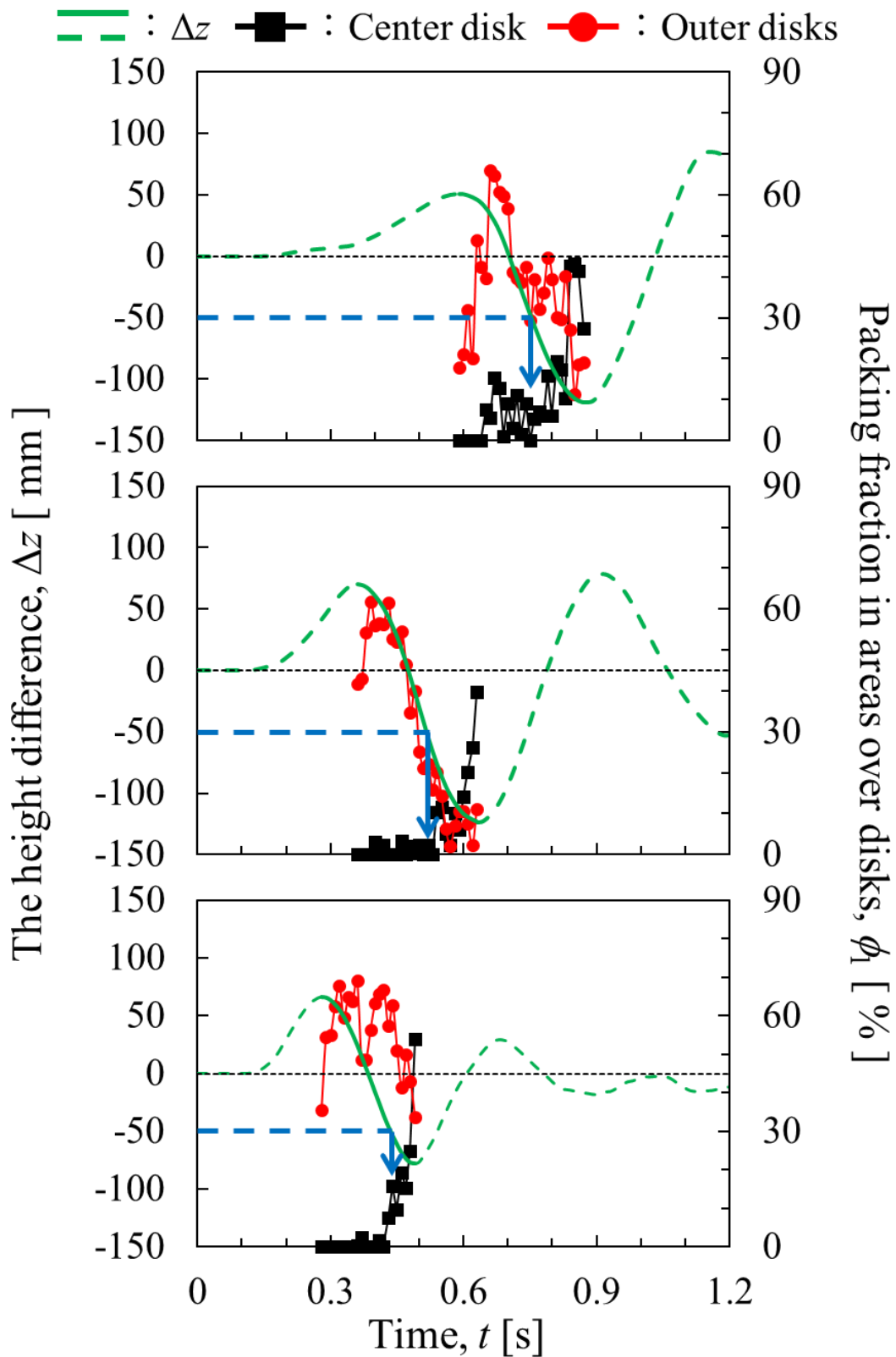


Fig. 7-8 Variations of the height difference and packing fraction in the areas over disks as a function of time in the particle bed

((a): $\mu_a = 0.00$, (b): 0.01, and (c): 0.021).

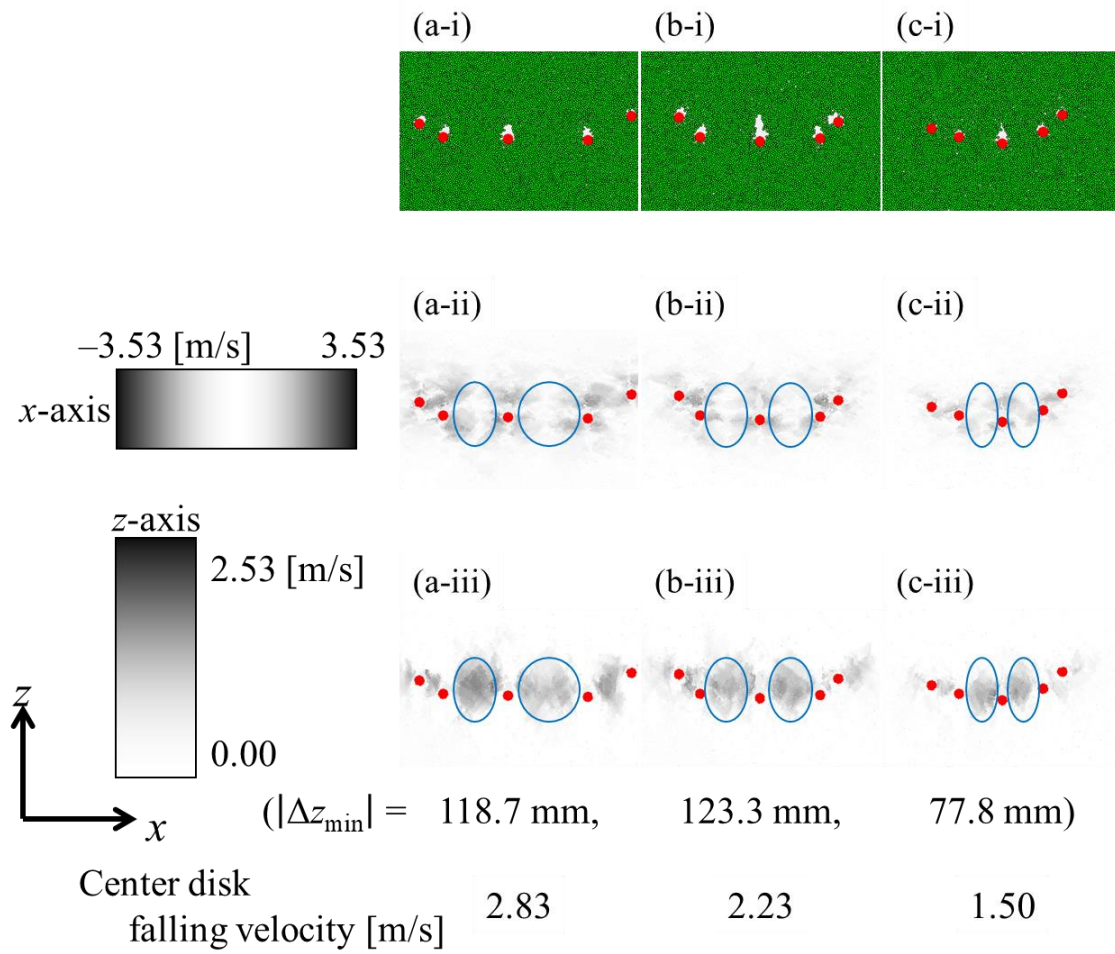


Fig. 7-9 Snapshots of the falling disks behavior (i) and the particle flow velocities (in the x -axis (ii) and z -axis (iii) direction) around the disks ((a): $\mu_a = 0.00$, (b): 0.01, and (c): 0.021).

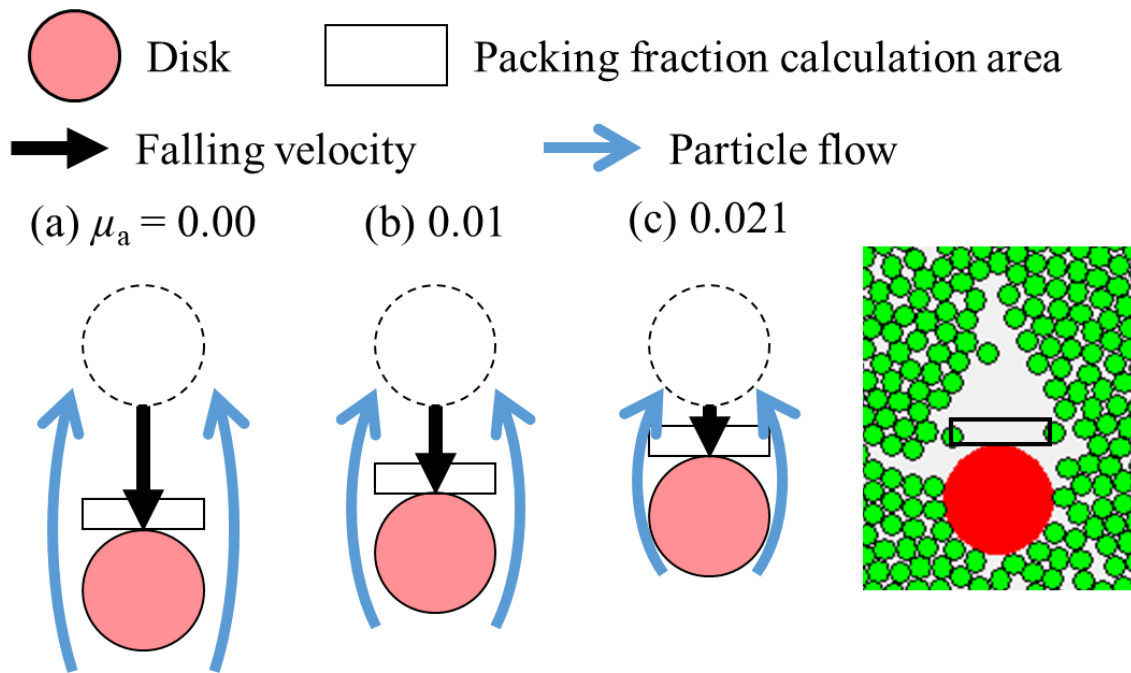


Fig. 7-10 Schematic diagram and a snapshot of the particle flow around the falling disks ((a): $\mu_a = 0.00$, (b): 0.01, and (c): 0.021).

7-3-2 流体物性が特異協調挙動へおよぼす影響の検討

初めに、粒子層間の流体流れが特異協調挙動へおよぼす影響を検討するために、**Fig.7-11** に異なる2種類の流体抵抗力の計算方法((a): ストークスの抵抗則, (b): FPM[52])を用いた際の円盤の落下挙動のスナップショットを示す。なお、両者の計算を行う際の流体粘度 η_f および流体密度 ρ_f は **Table 7-1** のカッコ内に示す空気の物性値を用いた。結果より、流体抵抗力の計算方法が異なり円盤周りの流体流れを考慮した場合においても、特異協調挙動の発生高さや発生時の円盤配置に大きな違いはなく、類似の特異協調挙動が発生していることがわかる。よって、特異協調挙動に対して、空気の物性値を用いた際の層粒子間の流体流れの影響は小さいと言える。

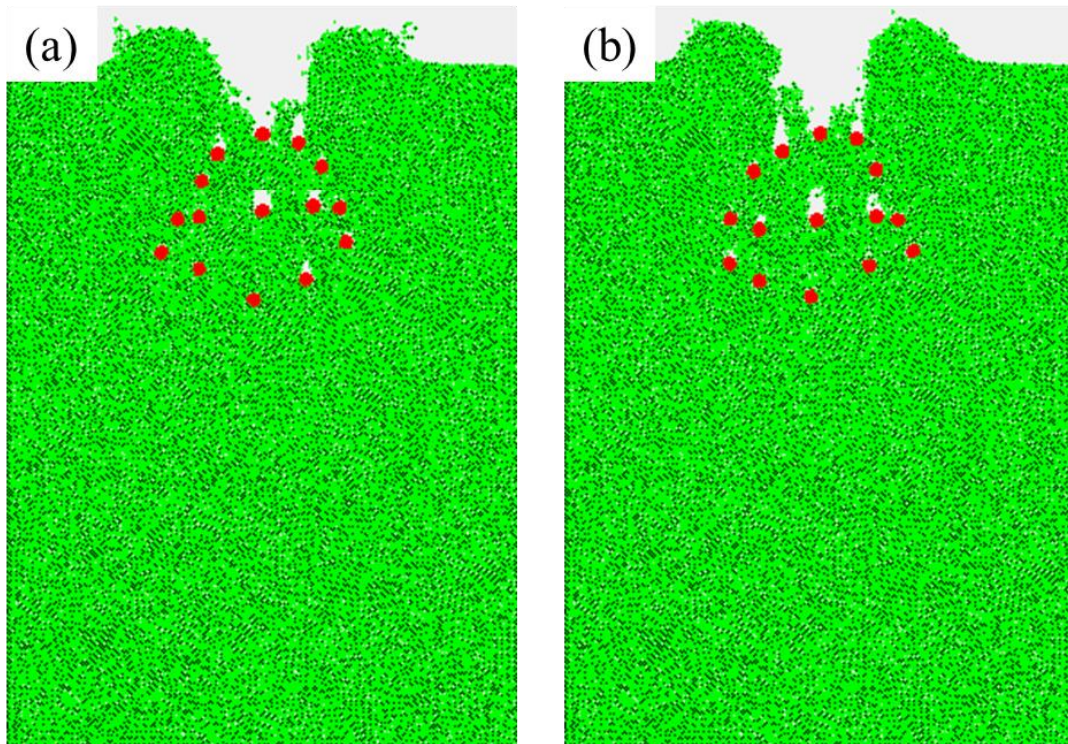


Fig. 7-11 Combined snapshots of the falling disks behavior in the particle bed with two kinds of fluid drag calculation methods
 ((a): Stokes equation, (b): FPM [52]).

次に、粒子層間の流体物性が特異協調挙動へおよぼす影響を検討するために、本項では流体粘度 η_f と流体密度 ρ_f に着目した。また、空気の粘度および密度をそれぞれ η_0 , ρ_0 とし、Table 7-1 のカッコに示す。また、 η_f と ρ_f をそれぞれ変化させる際、他の物性については η_0 および ρ_0 を用いた。**Fig. 7-12** に各 η_f , ρ_f 条件(詳細は後述)での経過時間に対する Center disk と Outer disks の高低差 Δz を示す。図中にて黒色、赤色、緑色で示す結果はそれぞれ空気の物性を用いた際の結果($\rho_f = \rho_0$, $\eta_f = \eta_0$), ρ_f を変化させた際の結果(実線: $\rho_f = 602.5$, 破線: $6.025 \times 10^{-2} \text{ kg/m}^3$), η_f を変化させた際の結果(実線: $\eta_f = 3.644 \times 10^{-4}$, 破線: $3.644 \times 10^{-8} \text{ Pa}\cdot\text{s}$)を示す。結果より、 $\rho_f = 602.5 \text{ kg/m}^3$ の条件の結果を除いて、いずれの条件も経過時間が 0.3 s 付近で Δz_{\max} をとり、0.5 s 付近で Δz_{\min} を取っていることがわかる。また $\rho_f = 602.5 \text{ kg/m}^3$ の条件を含むいずれの条件においても、 Δz_{\max} の値は 70 mm 付近を取っているが、 Δz_{\min} の値は条件によって異なり、特に $\rho_f = 602.5 \text{ kg/m}^3$ の条件では -50 mm 付近の値を取っていることがわかる。よって、いずれの流体物性条件においても、 Δz は Δz_{\max} と Δz_{\min} を取っているため、特異協調挙動発生時の上に凸と下に凸の円盤配置を評価するために、 Δz_{\max} と Δz_{\min} の絶対値を用いることができると考えられる。

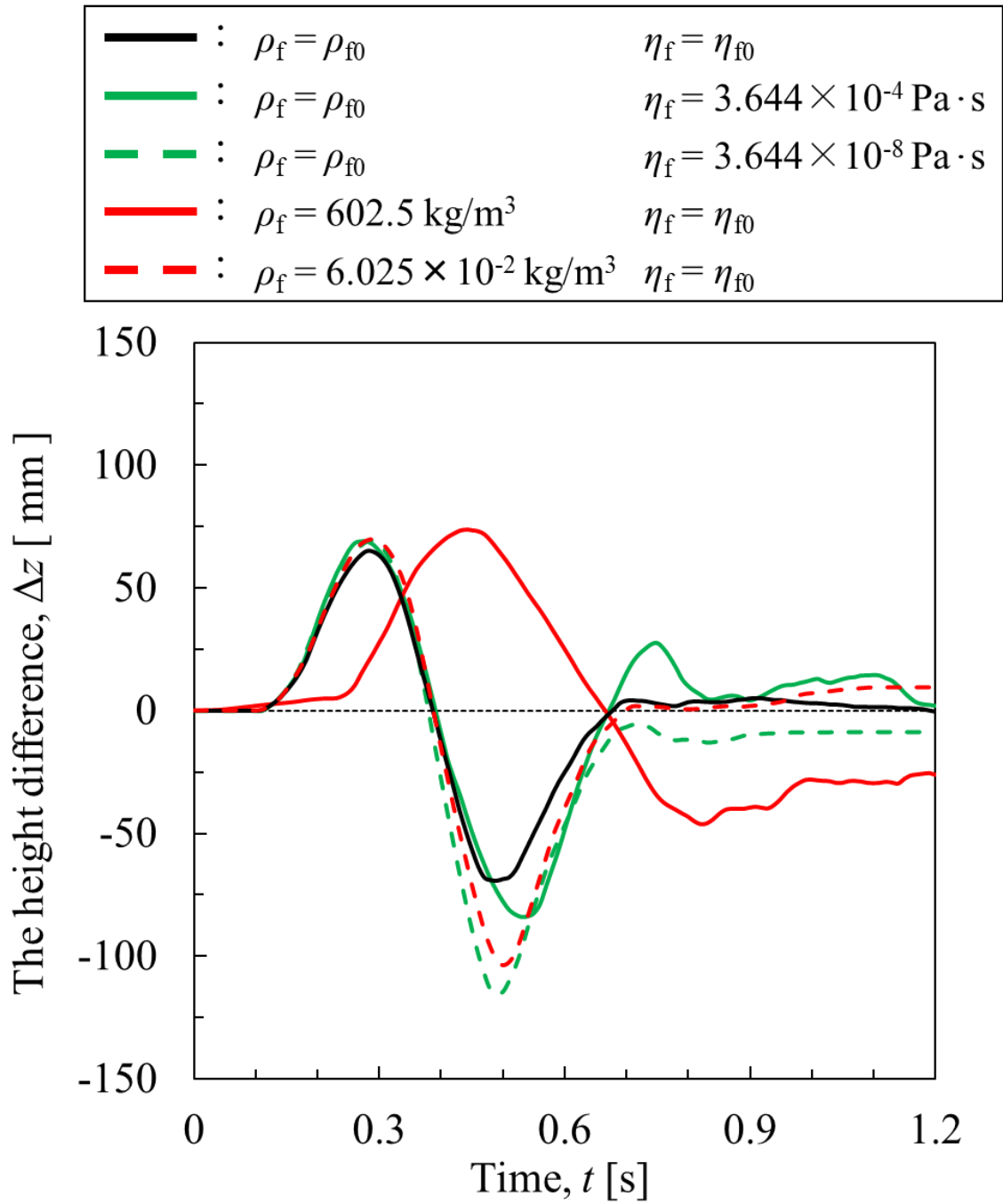


Fig. 7-12 Variation of the height difference as a function of time in the particle bed with various fluid viscosities and densities.

次に、前項と同様に Δz_{\max} と Δz_{\min} の傾向の粒子層の初期充填構造への依存性を調べるため、まず、**Fig. 7-13** に流体粘度 η_f に対する Δz_{\max} (a) と Δz_{\min} (b) の絶対値の平均を示す。なお、図中の白色の結果は **Table 7-1** の空気の物性値を用いた条件での結果を表す。結果より η_f の値に関わらず、 Δz_{\max} は 70 mm 付近で、 Δz_{\min} は 90 mm 付近でほぼ一定値を取っていることわかる。そのため、流体粘度が特異協調挙動発生時の円盤配置におよぼす影響は小さいと考えられる。この理由については後述する。次に、**Fig. 7-14** に流体密度 ρ_f に対する Δz_{\max} (a) と Δz_{\min} (b) の絶対値の平均を示す。**Fig. 7-14 (a)** より、 ρ_f が大きい条件では、 Δz_{\max} の値がやや増加しているものの、全体を通して 70 mm 付近でほぼ一定値を取っている。一方 **Fig. 7-14 (b)** より、 Δz_{\min} の絶対値は $\rho_f \leq 6.025 \text{ kg/m}^3$ ではほぼ一定値を取っているものの、 $\rho_f > 6.025 \text{ kg/m}^3$ では ρ_f の増加に伴い、その絶対値は減少しており、下に凸の配置が水平に近づいていることがわかる。よって、上に凸に関しては両条件とも大きな変化は見られなかったが、下に凸に関しては ρ_f を変化させた条件で変化が見られた。

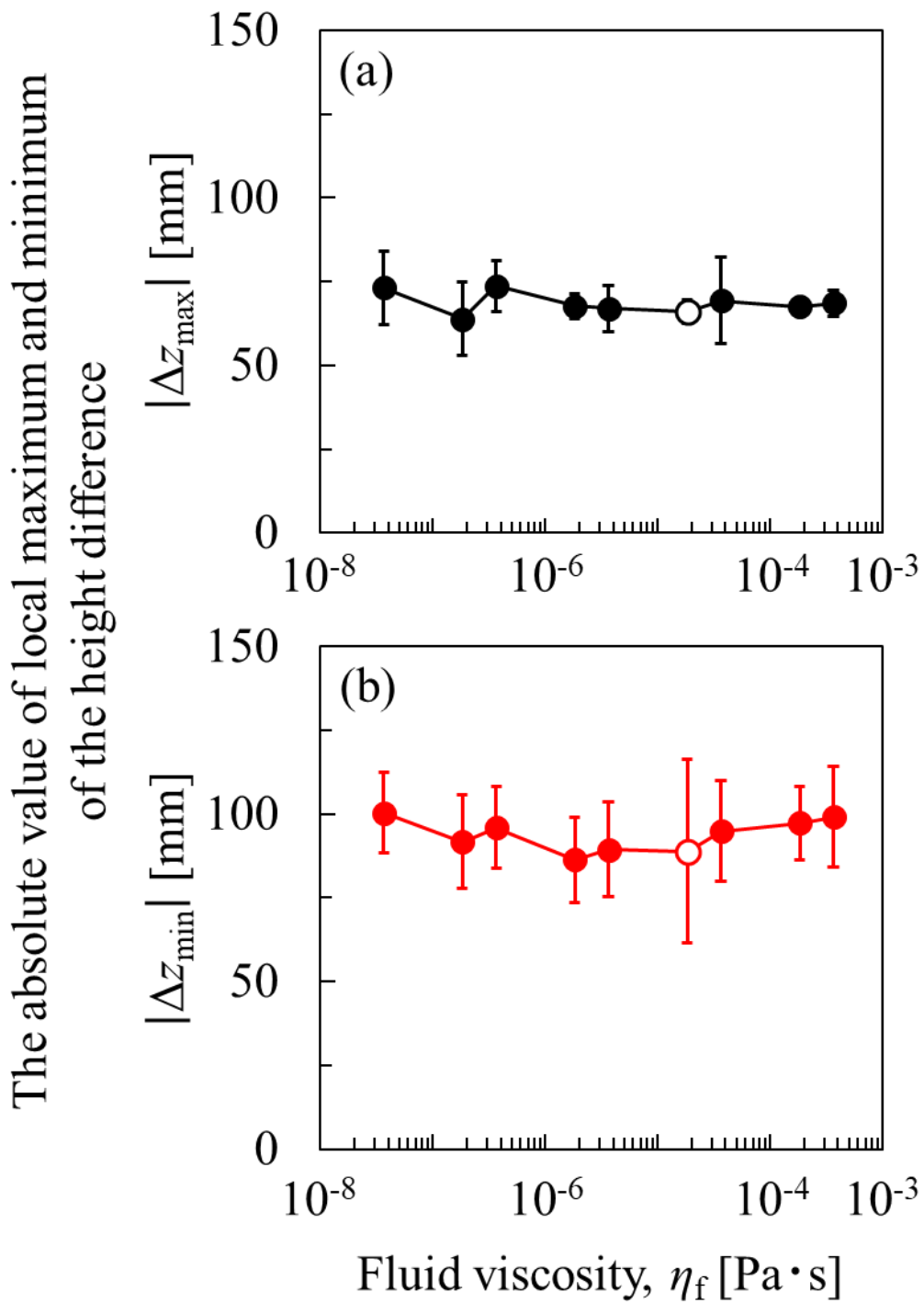


Fig. 7-13 Relation between the fluid viscosity and the absolute value of the local (a) maximum and (b) minimum height difference.

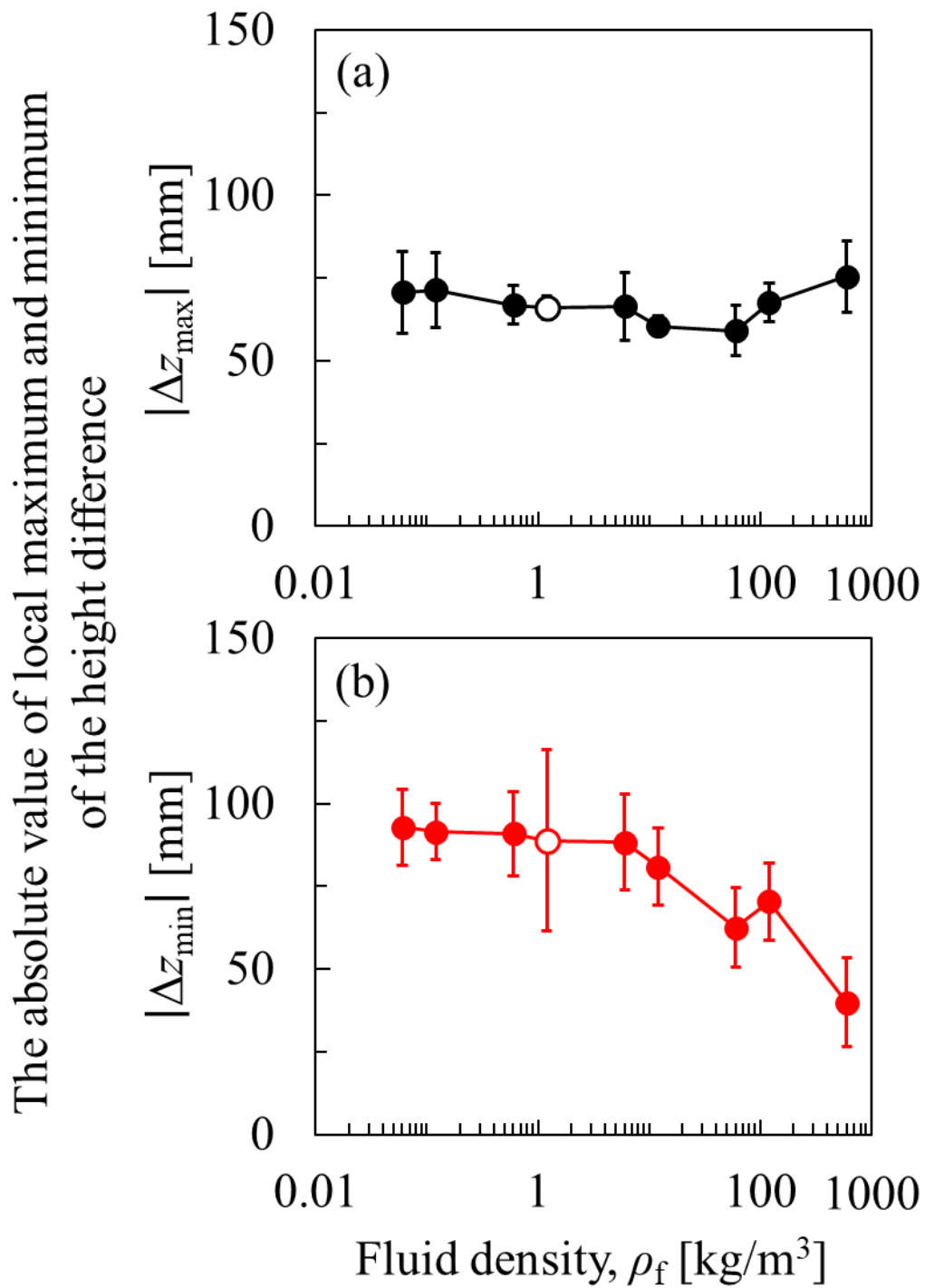


Fig. 7-14 Relation between the fluid density and the absolute value of the local (a) maximum and (b) minimum height difference.

粘度は流体間の力の伝わりやすさを表す指標であり、密度は流体自体の流れやすさを表す指標である。そのため、粘度を密度で除した動粘度は流体全体の流れやすさを表す指標となる。そこで、動粘度 ν_f を用いて Δz_{\max} と Δz_{\min} の傾向を整理する。Fig. 7-15 に流体動粘度 ν_f に対する Δz_{\max} (a) と Δz_{\min} (b) の絶対値の平均を示す。なお、図中の白色の結果は η_f を変化させた際の結果を表し、黒色および赤色の結果は ρ_f を変化させた際の結果を表す。結果より、 Δz_{\max} は η_f , ρ_f を変化させた条件に関わらず、Fig. 7-13 (a), 14 (a) で示したように、多少の変動はあるもののその値は 70 mm 付近を取るため大きな違いは見られない。一方、 Δz_{\min} の絶対値は $\nu_f \geq 3.024 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ では一定値を取っているものの、青色の破線で示すように $\nu_f < 3.024 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ 付近から η_f , ρ_f を変化させた条件間で Δz_{\min} の傾向が異なっていることがわかる。そのため、特異協調挙動発生時の下に凸度合いに関しては動粘度を用いて統一的な議論ができないことがわかった。そこで、Fig. 7-15 (b) 中の青色の円で示す動粘度条件 ($\nu_f = 3.024 \times 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$) の結果に着目した。Fig. 7-16 に同じ ν_f 条件 ($\nu_f = 3.024 \times 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$, (a): $\rho_f = \rho_{f0}$, $\eta_f = 3.644 \times 10^{-8} \text{ Pa}\cdot\text{s}$, (b): $\rho_f = 602.5 \text{ kg}/\text{m}^3$, $\eta_f = \eta_{f0}$) での経過時間に対する Δz と Outer disks (赤) と Center disk (黒) の上部領域の充填率 ϕ_1 を示す。比較のため、空気の物性条件 ((c): $\rho_f = \rho_{f0}$, $\eta_f = \eta_{f0}$) を用いた際の結果も併せて示し、また粒子層は Fig. 7-12 を示した際の初期充填構造を用いた。Fig. 7-16 (a) より、 η_f が $3.644 \times 10^{-8} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ の条件では Δz が Δz_{\max} をとる 0.28 s より少し前の 0.2 s 付近から Outer disks の ϕ_1 が急増していることがわかる。空気の物性条件を用いた Fig. 7-16 (c) にも Fig. 7-16 (a) と類似の傾向が見られた。一方、 ρ_f が $602.5 \text{ kg}/\text{m}^3$ の条件である Fig. 7-16 (b) からは、 Δz が Δz_{\max} をとる 0.47 s より前の 0.3 s 付近から Outer disks の ϕ_1 は増加しているものの、Fig. 7-16 (a), (c) に比べにその傾きは小さいことがわかる。Outer disks の ϕ_1 の増加の傾きが小さくなった理由は次のように考えられる。動粘度が同じの条件では流体全体の流れやすさは変わらない。しかし、密度が増加すると流体自体が動きにくくなり、円盤の落下を抑制しようとするため、落下による円盤周りの粒子流れの速度も小さくなる。加えて、粒子が動く際も流体密度が大きいいため、その移動速度は小さくなる。そのため、流体密度が異なる条件において下に凸の円盤配置の変化傾向は動粘度を用いた統一的な議論ができず、また流体密度を増加させた条件では、Outer disks の上部に粒子が流れにくくなり、粒子層による Outer disks の落下を抑制する力が小さくなることで、下に凸の配置は水平に近づいたと考えられる。

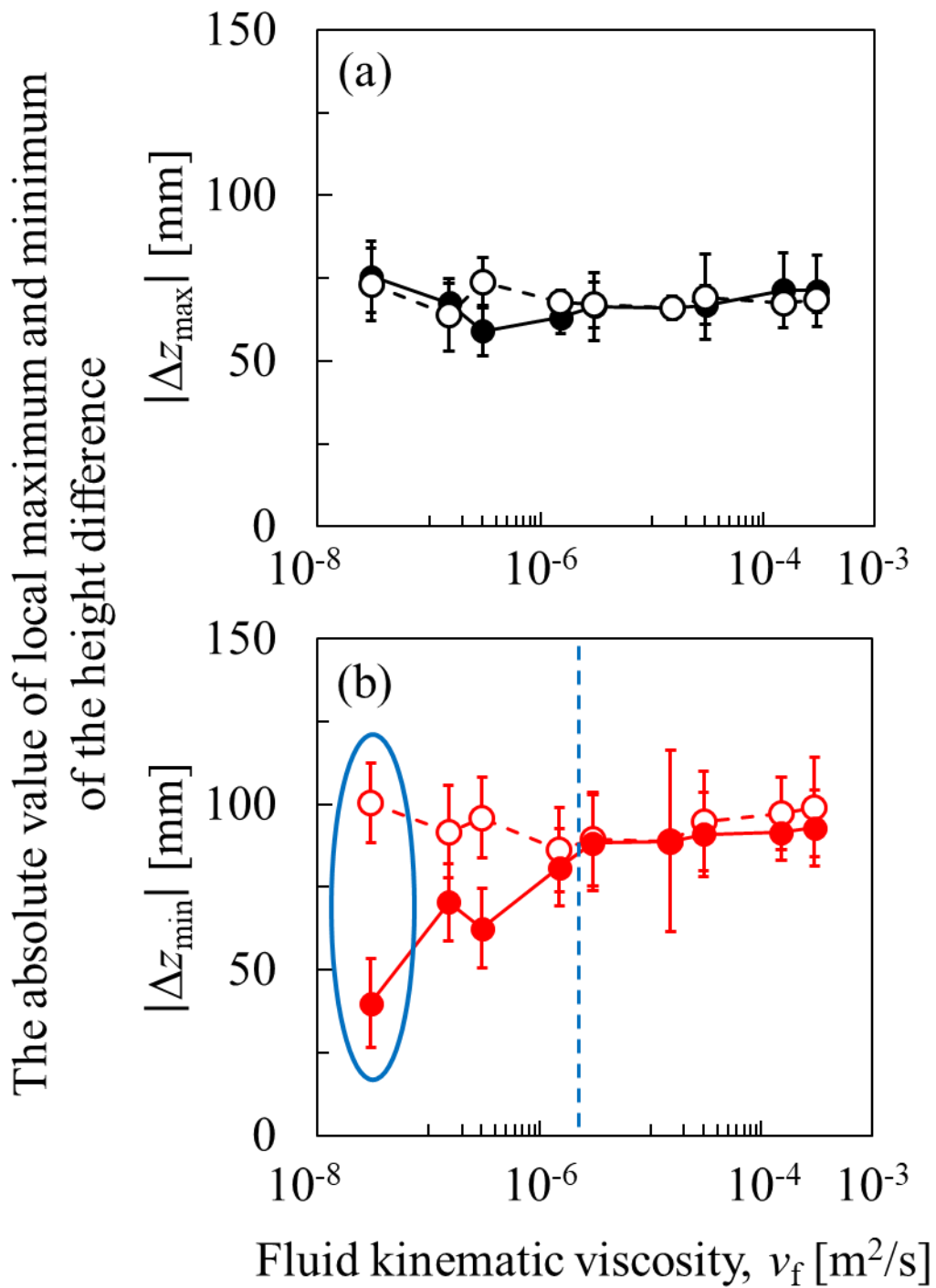


Fig. 7-15 Relation between the fluid kinematic viscosity and the absolute value of the local (a) maximum and (b) minimum height difference.

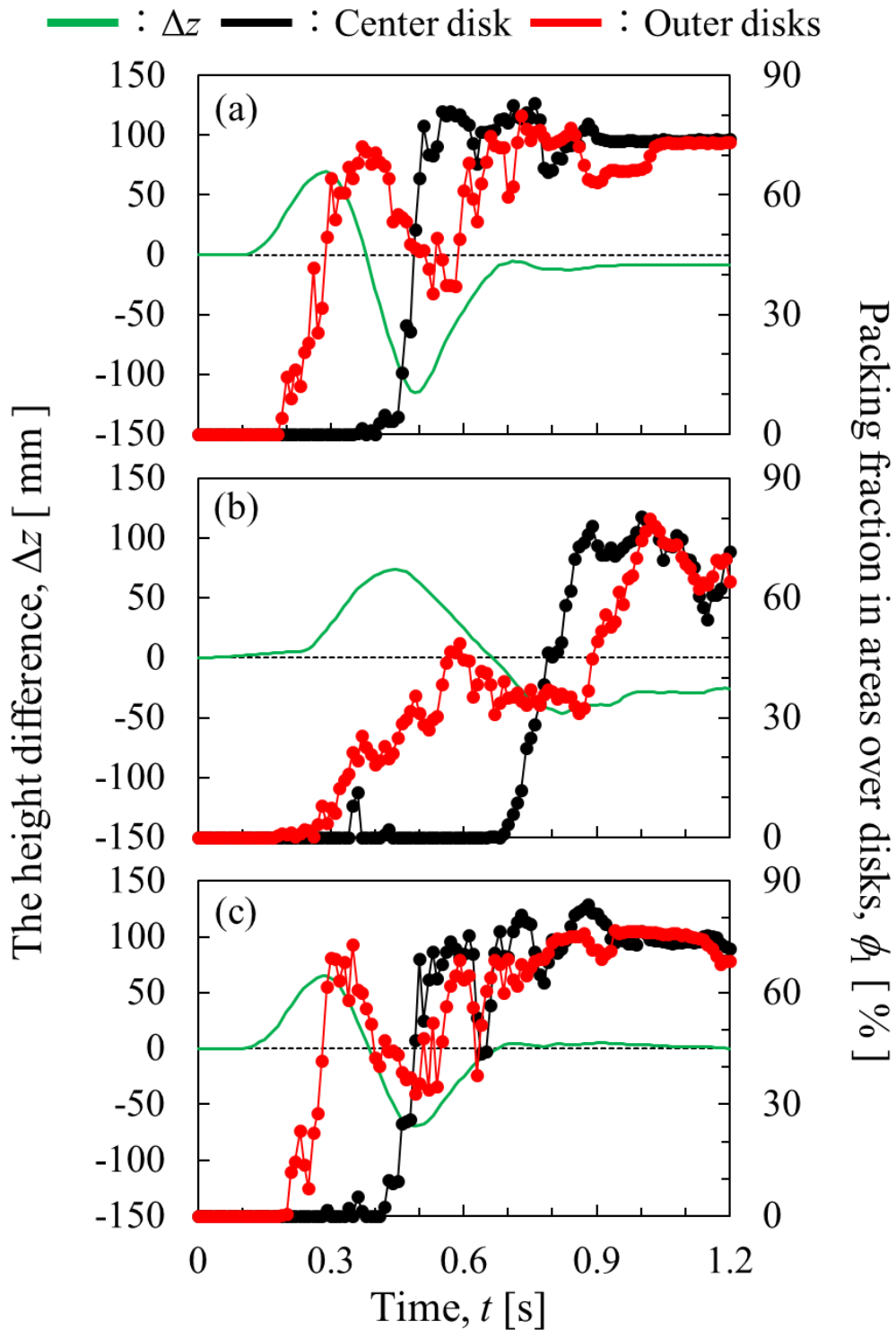


Fig. 7-16 Variations of the height difference and packing fraction in areas over disks as a function of time in the particle bed ((a): $\rho_f = \rho_{f0}$, $\eta_f = 3.644 \times 10^{-8}$ Pa \cdot s, (b): 602.5 kg/m³, $\eta_f = \eta_{f0}$, and (c): $\rho_f = \rho_{f0}$, $\eta_f = \eta_{f0}$).

本章での流体密度の検討範囲では、その値の増加に伴って特異協調挙動発生時の下に凸の円盤配置が水平に近づいたため、今回の検討範囲以上の流体密度を用いた条件では、下に凸の配置がより水平に近づくためその発生確率が減少し、それに伴い特異協調挙動の発生確率も減少すると考えられる。また、そのメカニズムは円盤上部の充填率に起因するものと考えられるため、流体密度が大きく粒子層間の流体流れの影響が大きい系においても、円盤の配置変化には第 5 章で提案したメカニズムが適用できると考えられる。

7-3-1-2 にて、前後壁面-円盤・粒子間の摩擦係数を増加させた検討において、摩擦係数が閾値以上の条件で Center disk の落下がより抑制されることで下に凸の配置は水平に近づくと考えた。一方で、流体密度を増加させた検討では Outer disks の落下を抑制する力が相対的に小さくなることで、下に凸の配置が水平に近づくと考えた。そのため、7-3-1-1 にて述べたような上に凸の配置と同様に、摩擦係数を増加させた際と流体密度を増加させた際には異なるメカニズムで「下に凸の配置が水平に近づく」という同一の現象が生じていると言える。

7-4 結言

本章では、前後壁面の摩擦力と数値流体力学によって計算される流体流れを考慮した DEM シミュレーションを用いて、前後壁面-円盤・粒子間の摩擦係数と粒子層間の流体物性(粘度、密度)が特異協調挙動発生時の円盤配置におよぼす影響を検討した。結果より、前後壁面からの摩擦を考慮することで、特異協調挙動の発生高さや発生時の円盤配置が大きく変化することが明らかとなった。また、 μ_a に対する Δz_{\max} と Δz_{\min} の変化傾向は異なり、それらの配置変化は単調ではないことが示された。 Δz_{\max} に関しては、 $\mu_a < 0.01$ の条件では、その値の増加に伴い Δz_{\max} が増加するが、 $\mu_a \geq 0.01$ の条件では、 Δz_{\max} は 70 mm 付近でほぼ一定値となることがわかった。これは μ_a の増加に伴い円盤-粒子層衝突時の接触力が大きく働く領域が深さ方向に広がり Center disk の落下を抑制するが、 $\mu_a \geq 0.01$ の条件ではその接触力が横方向にも広がり Outer disks の落下もより抑制しようとするためであると考えられる。また、層粒子の質量を増加させた際も層粒子同士の接触力の増加が見られるが、その際は円盤-粒子層接触時の接触力がより放射状に広がり、Outer disks の落下をより抑制しようとする力が大きく働く。そのため、層粒子の質量の

増加に伴い Δz_{\max} は減少する(上に凸の円盤配置はより水平に近づく)ため、前後壁面-円盤・粒子間の摩擦係数を増加させた際とは、異なる傾向を示したと考えられる。 Δz_{\min} に関しては、 $\mu_a < 0.01$ の条件では、 Δz_{\min} の値は 100 mm 付近で一定値となるが、 $\mu_a \geq 0.01$ の条件では μ_a の増加に伴って Δz_{\min} の値が減少することがわかった。これは μ_a の増加に伴う円盤の落下速度減少によって、円盤周りの体積置換流れが下方方向に向く。それにより、Center disk の ϕ_i が増加し、落下が抑制されるためである。一方で、 $\mu_a < 0.01$ の条件では落下速度自体が十分に大きいため、体積置換流れが下方方向に向いたとしても円盤の落下に影響をおよぼすほど下に向かなかつたからであると考えられる。

粒子層間の流体物性が特異協調挙動発生時の円盤配置へおよぼす影響を検討したところ、今回の検討範囲では、流体粘度は上に凸と下に凸の円盤配置に対して影響が小さいことがわかった。流体密度がおよぼす影響に関しては、流体粘度の増加に伴い上に凸の配置への影響は小さいが、下に凸の配置は水平に近づくことがわかった。これらの結果を議論するために、動粘度を用いて粘度と密度の結果を整理したところ、同じ動粘度条件においても、下に凸の円盤配置に関しては異なる傾向を示す領域が確認できた。これは密度が大きい条件では流体自体が動きにくくなることで、物体の移動を抑制しようとするため、落下円盤周りの粒子流れの速度が小さくなる。そのため、流体密度が大きい条件では、Outer disks の上部に粒子が流れにくくなり、粒子層による Outer disks の落下を抑制する力が小さくなることで、下に凸の配置は水平に近づいたと考えられる。一方で、前後壁面-円盤・粒子間の摩擦係数を増加させた際に見られる下に凸の円盤配置が水平に近づく現象とは異なるメカニズムで生じていることもわかった。加えて、流体密度が大きい条件においても、下に凸の円盤配置の傾向は円盤上部の充填率によって議論できることから、流体流れがおよぼす影響が大きいと考えられる系においても第 5 章で提案した特異協調挙動の発生メカニズムが適用できると考えられる。

Nomenclatures

C_D	: drag coefficient of a particle	[-]
d_{Sau}	: Sauter mean diameter in a computational cell	[m]
d_{fic}	: fictitious particle diameter	[m]
f	: momentum exchange between the fluid and particles	[m/s ²]
$f_{a,i}$: value used in eq. (7.3)	[N]
f_{FPM}	: momentum exchange term in FPM [50]	[m/s ²]
F_d	: fluid drag force	[N]
F_w	: front-back wall friction force	[N]
p	: pressure	[Pa]
Re	: particle Reynolds number	[-]
u	: fluid velocity	[m/s]
v_d	: average velocity of modeled disks existing in the computational cell	[m/s]
v_{FPM}	: average velocity of all solids existing in the computational cell	[m/s]
v_p	: average velocity of bed particles existing in the computational cell	[m/s]
α	: solid volume fraction of objects	[-]
α_{fic}	: solid volume fraction inside a modeled disk	[-]
β_{FPM}	: drag coefficient due to the existence of objects in FPM [50]	[m/s ²]
ε	: void fraction in a computational cell	[-]
η_f	: fluid viscosity	[Pa·s]
μ_a	: assumed front-back wall frictional coefficient	[-]
ρ_f	: fluid density	[kg/m ³]
ν_f	: fluid kinematic viscosity	[m ² ·s]

<Subscript>

d	: modeled disks
p	: bed particles

第 8 章 結論

本論文では、粒子層内を5円盤が落下する際に生じる特異協調挙動の発生メカニズムの提案を目的として、実験およびシミュレーションによる検討により、粒子層内での複数円盤の落下挙動を解析した。粒子層内でのフォースチェーンの広がり方や円盤周りの粒子流れが、円盤落下におよぼす影響を明らかにするとともに、それらの知見にもとづいて特異協調挙動の発生メカニズムを提案し、本挙動の発生条件の解明を検討した。

第2章では、粒子層内での複数円盤の相対位置が円盤周りの粒子流れと落下挙動におよぼす影響を観察するために、円盤や種々の形状の物体を固定した粒子層内への単一円盤の投入実験を行った。結果より、固定物体の存在が影響をおよぼす水平方向の表面間距離には閾値があることがわかった。また、落下円盤が固定物体よりも上部および下部に位置する際はその影響を受けず、落下速度が一定値を取ることがわかった。また、固定物体近傍(落下円盤の下端(上端)が固定物体の上端(下端)より低い(高い)位置)を通過する際は、円盤落下による粒子流れを固定物体が抑制するため、落下への抵抗力が増加し落下速度が減少すると分かった。また、これらの落下速度と固定物体と円盤の相対位置の関係は固定物体の形状に関わらず確認された。

第3章では、特異協調挙動が生じる際に円盤間で生じる追い越し挙動のメカニズムを解明するために、2円盤の時間差投入実験を行った。そして、追い越し挙動が生じる時間差や初期投入距離に閾値があることがわかった。また、第2章の結果とは異なり、追い越し挙動は先に投入され下部に位置する円盤の落下速度が減少により生じていることがわかった。これは円盤上部の充填率増加に伴うものであり、円盤上部の充填率が大きいとき、円盤落下による円盤下部から上部へと移動しようとする粒子流れが生じにくくなるため、落下への抵抗力が増加し円盤は減速すると考えられる。本実験において、その充填率増加の主な要因は時間差をつけて投入された円盤の落下による粒子流れであることもわかった。

第4章では、DEMシミュレーションを用いて第3章で行った2円盤の時間差投入実験を再現し、粒子層内にかかるフォースチェーン、円盤周りの充填率や粒子流れにもとづいて追い越し挙動が複数回生じる際のメカニズムについて検討した。そして、追い越し挙動が複数回生じる際も第3章で見られた追い越される円盤の上部領域での充填率増加が確認できた。また、追い越し挙動が生じた際に円盤間の粒子流れの方向が変化し、追い越した円盤上部の充填率が増加し、追い越された円盤上部の充填率が減少するという現象も見られた。この両円盤の上部領域の充填率の増減に伴う落下速度変化により、

追い越し挙動は複数回発生することがわかった。

第5章では、5円盤の投入シミュレーションを行い、第3・4章の結果を踏まえ、特異協調挙動の発生メカニズムを提案した。円盤と粒子層表面が衝突することにより生じるフォースチェーンにより、円盤配置は初め上に凸となる。その後、第3・4章で提案したように円盤上部領域の充填率変化に起因する落下速度変化により、円盤配置は上に凸から下に凸になり始める。そして、この粒子流れによる円盤上部領域の充填率変化によって、特異協調挙動は繰り返し発生すると考えられる。そのため、円盤配置が下に凸になった後も円盤と粒子層表面の衝突によるフォースチェーンがなくとも2回目以降の上に凸の配置は発生すると考えられる。

第6章では、層粒子の物性が特異協調挙動の発生確率および挙動発生時の円盤配置におよぼす影響を検討するために、層粒子の密度、直径、摩擦係数を変化させた。層粒子間の摩擦係数は挙動の発生確率および発生時の円盤配置への影響は小さいことがわかった。また層粒子の密度、直径の増加に伴う質量の増加により、特異協調挙動発生時の上に凸と下に凸の円盤配置は水平に近づくことがわかった。上に凸に関してはフォースチェーンの広がり均一に近づくためであり、下に凸に関して質量増加に伴って上方向の粒子流れが小さくなることにより、円盤上部の充填率が増加しやすくなったことに起因すると考えられる。そして、特異協調挙動発生時の円盤配置が水平に近づくことで、発生確率が減少したため、挙動発生の有無はある条件で明確に切り替わるものではないことが明らかとなった。

第7章では、容器の前後壁面の摩擦力および粒子層間の流体流れが特異協調挙動におよぼす影響を検討するため、容器壁面・円盤・粒子間の摩擦係数や流体物性(粘度・密度)を変化させた。前後壁面からの摩擦を考慮することで、特異協調挙動の発生高さや発生時の円盤配置が大きく変化することが明らかとなった。また、前後壁摩擦係数に対する特異協調挙動発生時の上に凸と下に凸の変化傾向は異なり、それらの配置変化は単調ではないことが示された。上に凸の配置に関しては、摩擦係数の増加に伴い摩擦係数が相対的に小さい条件ではより顕著に発生するが、相対的に大きい条件では円盤配置に大きな変化は無いことがわかった。これは摩擦係数変化に伴う層粒子間の接触力の変化に起因すると考えられる。下に凸の配置に関しては、摩擦係数が相対的に小さい条件では大きな変化が無いが、相対的に大きい条件では円盤の配置は水平に近づくことがわかった。これは摩擦係数によって、円盤の落下速度が変化しその周りの粒子流れも変化するため

だと考えられる。流体物性に関しては、流体粘度が特異協調挙動へおよぼす影響は小さく、流体密度がおよぼす影響に関しては、流体密度が相対的に大きい条件でのみ、流体密度の増加に挙動発生時の下に凸の配置が水平に近づくことがわかった。これは流体密度の増加によって、円盤周りの粒子流れを引き起こすために必要な力が大きくなることで、円盤上部領域への粒子流れが抑制され、端に位置する円盤の落下を抑制する力が小さくなったためだと考えられる。また、これらの結果は動粘度を用いた統一的な議論ができないこともわかった。

以上、本論文の各章の内容およぼす成果をまとめた。本論文では、粒子層内のフォーメーション、粒子流れ、粒子物性、流体流れに着目し、複数落下物体が粒子層内で示す特異協調挙動の解析を行った。現在、特異協調挙動が問題となっているプロセスは報告されていないが、機能性粒子の作製において粉体プロセスのより高度な制御が今後求められると考えられる。その際に、今回のような特異協調挙動のメカニズムやその発生条件の検討によって得られた知見が有用になることが期待できる。

References

- [1] 粉体工学会, 粉体シミュレーション入門, 産業図書 (1998)
- [2] 三浦秀士, 粉末冶金の科学, 内田老鶴圃 (1996)
- [3] 日高重助, 新機能微粒子材料の開発とプロセス技術, CMC 出版 (2006)
- [4] P.A. Cundall, O.D.L. Strack, *Geotechnique*, **29** (1979) 47–65.
- [5] S. Watano, A. Saito, T. Suzuki, *Powder Technol.*, **135–136** (2003) 112–117.
- [6] M. Yoshida, A. Shimosaka, Y. Shirakawa, J. Hidaka, T. Matsuyama, H. Yamamoto, *Powder Technol.*, **135–136** (2003) 23–34.
- [7] L. Fries, S. Antonyuk, S. Heinrich, S. Palzer, *Chem. Eng. Sci.*, **66** (2011) 2340–2355
- [8] D. Nishiura, A. Shimosaka, Y. Shirakawa, J. Hidaka, *Kagaku Kogaku Ronbunshu*, **32** (2006) 331–340
- [9] T. Tsuji, K. Yamamoto, T. Tanaka, *Powder Technol.*, **184** (2008) 132–140.
- [10] H. Henein, J. K. Brimacombe, A. P. Watkinson, *Metal. Trans. B*, **14B** (1983) 191.
- [11] Y. Oyama, *Bull. Inst. Phys. Chem. Res. Jpn., Rep.*, **18** (1939) 600–639.
- [12] N. Taberlet, W. Losert, P. Richard, *Europhys. Lett.*, **68** (2004) 522
- [13] S. Sakamoto, *J. Soc. Powder Technol., Japan*. **35** (1998) 508–513.
- [14] K. M. Hill, A. Caprihan, J. Kakalios, *Phys. Rev. E*, **56** (1997) 4386–4393.
- [15] Y. Xu, C. Xu, Z. Zhou, J. Du, D. Hu, *Particuology*, **8** (2010) 141–149.
- [16] H. P. Kuo, R. C. Hsu, Y. C. Hsiao, *Powder Technology*, **153** (2005) 196–203.
- [17] A. N. Huang, T. H. Cheng, W. Y. Hsu, C. C. Huang, H. P. Kuo, *Powder Technol.*, **378** (2021) 430–440.
- [18] M. Faraday, *Philos. Trans. R. Soc. Lond.*, **121** (1831) 299–340.
- [19] K.M. Aoki, T. Akiyama, Y. Maki, T. Watanabe, *Phys. Rev. E*, **54** (1996) 874–883.
- [20] Y-h. Taguchi, *Phys. Rev. Lett.*, **69** (1992) 1367–1370.
- [21] K.M. Aoki, T. Akiyama, K. Yamamoto, T. Yoshikawa, *Europhys. Lett.*, **40** (1997) 159–164.
- [22] J. A. C. Gallas, H. J. Herrman, S. Sokolowski, *Phys. Rev. Lett.*, **69** (1992) 1371–1374.
- [23] C.R. Wassgren, C.E. Brennen, M.L.Hunt, *J. Appl. Mech.*, **63**, (1996) 712–719.

- [24] K. Hamada, Y. Yoshida, A. Shimosaka, Y. Shirakawa, J. Hidaka, *J. chem. eng. Japan.* **46** (2013) 40-49.
- [25] T. Akiyama, K.M. Aoki, K. Yamamoto, T. Yoshikawa, *Granul. Matter*, **1** (1998) 15–20.
- [26] B. Chen, P. Wu, H. Xing, H. Liu, L. Li, L. Wang, *Powder Technol.*, **363** (2020) 575-583
- [27] A. Rosato, K. J. Strandburg, F. Prinz, R. H. Swendsen, *Phys. Rev. Lett.*, **58** (1987) 1038-1042.
- [28] D. A. Huerta, J.C. Ruiz-Suárez, *Phys. Rev. Lett.*, **92** (2004) 114301.
- [29] M.E. Möbius, B.E. Lauderdale, S.R. Nagel, H.M. Jaeger, *Nature*, **414** (2001) 270.
- [30] R. Jullien, P. Meakin, A Pavlovitch, *Phys. Rev. Lett.*, **69** (1992) 640
- [31] J. Duran, J. Rajchenbach, E. Clement, *Phys. Rev. Lett.*, **70** (1993) 2431–2434.
- [32] C.C. Liao, S.S. Hsiau, C.S. Wu, *Phys. Rev. E*, **86** (2012) 061316.
- [33] J. B. Knight, H. M. Jaeger, S. R. Nagel, *Phys. Rev. Lett.*, **70** (1993) 3728-3731.
- [34] Q. Shi, G. Sun, M. Hou, K. Lu, *Phys. Rev. E*, **75** (2007) 061302
- [35] F. Pacheco-Vázquez, J.C. Ruiz-Suárez, *Nat. Commun.* **1** (2010) 123.
- [36] C. H. Goey, C. Y. Wu, *AIP Conf. Proc.* 1542 (2013) 437–440.
- [37] J. M. Solano-Altamirano, G. A. Caballero-Robledo, F. Pacheco-Vázquez, V. Kamphorst, J. C. Ruiz-Suárez, *Phys. Rev. E*, **88** (2013) 032206.
- [38] J. González-Gutiérrez, Y.J.P. Carreón, R.E. Moctezuma, *Physica A*, **489** (2018) 9-17.
- [39] F. Pacheco-Vázquez, G. A. Caballero-Robledo, J. M. Solano-Altamirano, E. Altshuler, A. J. Batista-Leyva, J. C. Ruiz-Suárez, *Phys. Rev. Lett.*, **106** (2011) 218001.
- [40] C.Y. Wu, L. Zhang, L. Chen, *EPJ Web of Conf.*, **140** (2017).
- [41] A. Kuwabara, N. Yoshioka, T. Shimada, N. Ito, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **750** (2016) 012018.
- [42] E. L. Nelson, H. Katsuragi, P. Mayor, D. J. Durian, *Phys. Rev. Lett.*, **101** (2008) 068001.
- [43] K. To, P.-Y. Lai, H. K. Pak, *Phys. Rev. Lett.*, **86** (2001) 71-74.
- [44] M. Yoshida, D. Kawabata, H. Yamada, A. Shimosaka, Y. Shirakawa, *Adv. Powder Technol.*, **32** (2021) 3564-3573. doi: 10.1016/j.appt.2021.08.008
- [45] H. Mio, S. Komatsuki, M. Akashi, A. Shimosaka, Y. Shirakawa, J. Hidaka, M. Kadowaki, S. Matsuzaki, K. Kunitomo, *ISIJ Int.*, **48** (2008) 1696–1703.
- [46] H. Sakaguchi, E. Ozaki, T. Igarashi, *Int. J. Modern Phys. B*, **7** (1993) 1949–1963.
- [47] Y. Tsuji, T. Tanaka, T. Ishida, *Powder Technol.*, **71** (1992) 239-250.
- [48] R.D. Mindlin, *J. Appl. Mech. Trans. ASME*, **16** (1949) 259–268.

- [49] R.D. Mindlin, H. Deresiewicz, *J. Appl. Mech. Trans. ASME*, **20** (1953) 327–344.
- [50] D. Kawabata, M. Yoshida, A. Shimosaka, Y. Shirakawa, *Adv. Powder Technol.*, **31** (2020) 1381–1390. doi: 10.1016/j.apr.2020.01.008
- [51] D. Kawabata, M. Yoshida, A. Shimosaka, Y. Shirakawa, *J. Soc. Powder Technol., Japan*. **58** (2021) 662–671. doi: 10.4164/sptj.58.662
- [52] Y. Tsuji, K. Higashida, Y. Okuyama, T. Tanaka, *AIChE*, **60** (2014) 1606–1620
- [53] S. Ergun, *Chem. Eng. Prog.*, **48** (1952) 89–94.
- [54] C.Y. Wen, Y.H. Yu., *Chem. Eng. Prog. Symp. Ser.*, **62** (1966) 100–111

謝辞

本論文を執筆するにあたり、数多くの方々のご指導およびご協力をいただきました。始めに、白川善幸教授には、本研究を進めるにあたり終始温かいご指導とご尽力をいただきましたこと、心より御礼を申し上げます。白川先生が研究だけでなく何事に対しても多角的な視点を持つようにご指導くださいましたおかげで、研究者としてだけでなく、一人の人間としての姿勢についても学ばせていただきました。深く感謝いたします。また、本論文の作成にあたり、同志社大学の土屋活美教授、塩井章久教授には有益なるご助言とご校閲を賜りました。ここに心より敬意と感謝の意を表します。

吉田幹生准教授には、研究全般において多くのことをご教示いただきました。研究に関して右も左もわからない状態から博士論文を執筆するに至るまで面倒を見ていただき誠にありがとうございました。吉田先生に私の意向を尊重し自由に研究させていただいたおかげで、まだまだ未熟ではありますが研究者としての成長を感じております。心より御礼申し上げます。下坂厚子元実験講師には、シミュレーション解析全般において多くのご指導ならびにご助言をいただきました。下坂先生の温かい言葉に支えられたおかげで本論文を執筆することができました。心より感謝申し上げます。先生方のご指導に恥じぬよう、今後の社会人生活においても精一杯研鑽を積んでまいります。

粉体工学研究室の先輩方、同輩ならびに後輩にも研究全般にわたりご指導、ご協力をいただきました。先輩である門田和紀氏(現大阪医科薬科大学)、出未祐人氏(現住友化学)、加藤幹也氏(現カネカ)には研究に対する姿勢を教わりました。辻本大輔氏(現東レ)、小森舞氏(現毎日放送)、斉藤佑紀氏(現積水化学工業)との研究に関するディスカッションを通して、多くの発見を頂きました。山田雛乃氏と林千晴氏(現ロッテ)には円盤投入実験にて多大なご協力をいただきました。廣瀬敬祐氏(現住友ゴム工業)、金児尚弥氏(現日本触媒)、山村勇貴氏(現信越化学工業)、和田知也氏(現塩野義製薬)、石場徹氏(現三井化学)、松村拓也氏(現三井化学)、余野実咲氏(現ダイキン工業)、村岡侑弥氏(現三菱ケミカル)、脇田一毅氏(現ローム)、岡本雄貴氏、内牧翔馬氏、山本歩美氏とは研究室だけでなく、プライベートな場においても幾度となく熱い意見交換を行っていただきました。こちらの皆様方には、この場を借りて深く御礼申し上げます。

最後に、研究に集中できる最高の環境を整えてくれた粉体工学研究室の仲間たち、また私の研究を心から応援してくださり、温かく見守ってくださった家族ならびに友人に心から謝意を表します。ありがとう。