

レゴリス対流による小惑星表面更新過程の
実験とモデルによる研究

**Experimental and modeling study for asteroidal resurfacing process
induced by regolith convection**

山田 智哉

YAMADA, Tomoya

名古屋大学大学院環境学研究科地球環境科学専攻 学位論文 博士(理学)

2016 年

要旨

小惑星は最大で直径数百キロメートルの岩石質天体であり、太陽系形成の初期に形成された小天体の残滓であると考えられてきた。それ故、惑星科学の分野において、小惑星は太陽系初期の情報をとどめる重要な天体であるとみなされており、その進化過程の解明は太陽系の進化過程の理解につながる。この数十年の間に、様々な探査機が小惑星を訪問し、リモートセンシング観測やサンプル回収が行われた。これらは、高精度な小惑星表面の情報をもたらしたが、一方で、小惑星表層の進化に関してさらなる疑問ももたらした。

探査機の観測の結果、多くの小惑星表面がレゴリスと呼ばれる衝突起源の未固結の砂礫堆積物に覆われていることが明らかになった。特に、探査機『はやぶさ』によって、小惑星イトカワの表面は明瞭なクレーター地形を持たず、代わりに、大きな岩塊が堆積する領域と細粒のレゴリスが堆積する領域の二つにサイズ分離していたことが明らかにされた。このような表面は、隕石衝突による破片の飛散および集積過程だけでは説明できない。このサイズ分離した表面を説明するためのメカニズムの一つとして、“天体衝突起源の振動による小惑星表面レゴリス層に対流運動が生じ、対流運動の過程でサイズ分離が生じた”というレゴリス対流仮説 (Miyamoto et al., *Science* **316**, pp.1011-1014, 2007) が提案された。また、回収されたイトカワ表面の粒子の宇宙線照射年代は 8 Myr であった (Nagao et al., *Science* **333**, pp.1128-1131, 2011)。これは、小惑星を起源とする普通コンドライト隕石や同じ超高真空な表面環境である月レゴリスの宇宙線照射年代に比べ若い。もし、レゴリス対流によってレゴリス層深部の新鮮な物質が表層に運ばれ (レゴリス対流による表面更新) たと考えると、上記の相対的に若い宇宙線照射年代を説明できるかもしれない。

レゴリスのような粒子集合体は粉体と呼ばれる。粉体物理の分野では、容器中の粉体層に鉛直振動を加えると粒子の対流運動である粉体対流が容易に発生することが知られている。また、粉体対流はサイズ分散を持つ粉体層において、ブラジルナッツ効果 (Brazil Nut

Effect: BNE) と呼ばれる粒子のサイズ分離を引き起こす (*Knight et al., Phys. Rev. Lett.* **70**, pp.3728-3731, 1993). しかしながら, 粉体対流やそれに駆動される BNE が小惑星のような極端な微小重力環境 (重力加速度は地球の数千分の一から数万分の一) で本当に発生するかは自明ではない. 『はやぶさ』の観測を受けて, 近年, 特に重力加速度と粉体対流速度や BNE のサイズ分離速度の関係が実験的に調べられてきた (e.g. *Güttler et al., Phys. Rev. E* **87**, 0442014, 2013). これによって, 粉体対流速度は重力加速度に比例することが示された. すなわち, 小惑星のような微小重力環境でも有限の粉体対流速度の存在が予想されるため, レゴリス対流による粒子移動が生じる可能性がある.

もし, 衝突励起振動によりレゴリス対流が生じると仮定すると, それは地形形成や表面更新といった小惑星表層進化で考慮されるべき重要なプロセスとなる可能性がある. その場合, レゴリス対流がイトカワに限らずどのようなサイズの小惑星で生じるかを制約することも重要である. 一方で, 先行研究で示された粉体対流速度の重力依存性から, 微小重力環境では, レゴリス対流による表面更新は極めて長大な時間を要すると予想される. これまでに, 宇宙線照射年代に加え, 隕石の衝突頻度から小惑星が破壊されるまでのタイムスケール (衝突寿命) が推定されている. レゴリス対流仮説の妥当性, 言い換えると, レゴリス対流現象の小惑星表層進化への寄与を考察するために, そのタイムスケールと他のタイムスケールを比較し, 整合性を検討する必要がある. そこで, 本研究では, レゴリス対流による表面更新のタイムスケールを推定することを目的とする. タイムスケールの推定のために, 隕石サイゴとの衝突頻度 (衝突頻度モデル: *O' Brien et al., Icarus* **178**, pp.179-212, 2005) や衝突によって発生する振動の強さ (*Richardson et al., Icarus* **179**, pp.325-349, 2005), そして, レゴリス (粉体) 対流速度と振動・重力を同時に評価できる定量的関係 (粉体対流速度のスケーリング関係) が必要不可欠である. 特に, 粉体対流速度のスケーリング則はこれまでに確立されてこなかった. そこで, 本研究では, 以下の二つの段階を経た: (I) 粉体対流実験を行い, 粉体対流速度のスケーリング則を構築する; (II) 衝突頻度モデル, 衝突励起地震モデルと実験で得られた粉体対流速度のスケーリン則を統合してレゴリス対流による表面更新モデルを開発する.

(I) の粉体対流実験では, 粉体試料として直径 $d=0.4, 0.8, 2$ mm のガラスビーズを用いた. 粉体を入れる容器は内半径 $R=16.5, 37.5, 75$ mm の円筒形アクリルセルを用い, ガラスビーズを高さ $H=20\sim110$ mm の範囲で積層させた. 電磁式の振動装置

(EMIC 513-B/A) で容器全体に鉛直振動を加え、最大振動加速度と重力加速度の比を表す Γ ($\Gamma = A_0(2\pi f)^2/g$; A_0 : 振動振幅, f : 振動数, g : 重力加速度) を 2~6 の間で, f を 100~300 Hz の間で独立に変化させ、粉体対流を発生させた。円筒容器壁面での粉体の流れ場を高速カメラ (Photron SA-5) により, 1000 fps で撮影し, 対流速度 v_z を PIV (Particle Image Velocimetry) を用いて算出した。 v_z の最大値 $v_{z\max}$ を重力と粒子径が作る特徴速度 \sqrt{gd} で規格化し, これと振動と重力のエネルギーバランスを表す無次元パラメーター S ($S = (A_0 2\pi f)^2/gd$), および無次元システムサイズ L ($L = \sqrt{RH}/d$) の 2 つのコントロールパラメーターとのスケーリング関係を調べた。本実験では, 壁面で対流速度が一様であり, 円筒容器中央で上昇し容器壁面で下降するトーラス状対流ロールのパターンに着目し, この領域のデータについて系統的なスケーリング解析を行った。結果として, 規格化した $v_{z\max}$ は上記の無次元数を用いて $v_{z\max}/\sqrt{gd} \sim S^{0.47} L^{0.82}$ と表されることが分かった。 S , L にその定義を当てはめると, 最大対流速度のスケーリング形式は $v_{z\max} \sim (\sqrt{gd})^{0.06} (\Gamma g/2\pi f)^{0.94} (\sqrt{RH}/d)^{0.82}$ となる。すなわち, $v_{z\max}$ は重力が作る速度, 振動が作る速度, そして無次元のシステムサイズで表せることが分かった。また, $v_{z\max}$ の重力加速度依存性は $g^{0.97}$ とほぼ g に比例することが分かった。これは, 粉体対流速度が重力加速度に比例するという先行研究の結果と整合的である。

(II) のレゴリス対流による小惑星表面更新モデルは, (i) インパクターがターゲット小惑星へ衝突する衝突段階, (ii) 衝突による地震動が発生する振動段階, (iii) 振動によって対流が発生する対流段階, の三つの段階で構成される。本モデルでは, 小惑星表面レゴリス層は (i) - (iii) の段階が間欠的に繰り返され, 表面更新されると考えた。このうち, (i), (ii) は先行研究によってモデル化されており, それらを利用する。(i) では, ターゲット小惑星に単位年あたりに衝突するインパクターのフラックス N_p をべき分布で仮定し, (ii) では, そのインパクターが衝突した際に発生する Γ の値を, 衝突後の振動エネルギーの等分配と粘性減衰に基づいて推定し, (iii) では, Γ の値と実験で得られた粉体対流速度のスケーリング則に基づいて発生するレゴリス対流速度を推定する。(iii) で推定されたレゴリス対流速度を振動継続時間で積分すると一回の衝突イベントにおける対流によるレゴリス移動距離 l の表式を得ることが出来る。発生するレゴリス対流サイズ A を仮定し, A を l に N_p を掛けて積算したもので割ることによって, 小惑星上で起こるレゴリス対流による表面更新のタイムスケール T の表式を小惑星直径 D_a の関数として得た。得られた T の

表式に先行研究で標準として用いられているパラメーター値（衝突励起振動におけるエネルギー変換効率： $\eta = 10^{-4}$ ，衝突励起振動の減衰の指標： $Q = 2000$ 等）を代入し，発生する対流ローラー一周だけレゴリス粒子が移動するために必要なタイムスケール，すなわち，対流による表面更新のタイムスケール T を推定した．結果として，推定された T は， $D_a < 5.0$ km の小惑星の衝突寿命より十分に短いことが分かった．例えば，イトカワサイズの小惑星の場合， $T = 1.8 \times 10^{-3}$ Myr であった．このタイムスケールはイトカワの衝突寿命の値およそ 170 Myr より十分に短いから，レゴリス対流はその寿命のうちに小惑星表面を更新することが可能である．一方，この推定値は，イトカワの表面レゴリス粒子の宇宙線照射年代よりも三～四桁短い．このため，宇宙線照射年代は，レゴリス対流ではなく隕石衝突に伴う表面の削剥等の別の表面更新過程を反映しているのかもしれない．一方で， T の推定のために用いられたパラメーター値は不定性を持つ．例えば， η の推定値は，先行研究によって 5 桁の広がりを持つ．そのため，本研究では，不定性を持つパラメーターと T の関係性を評価した．結果，パラメーターの不定性を考慮しても，レゴリス対流による表面更新は小惑星の寿命の範囲で十分に可能な現象であることを明らかにした．

目次

第 1 章	研究背景	1
1.1	小惑星の科学	1
1.1.1	小惑星	1
1.1.2	近年の小惑星探査	2
1.1.3	小惑星表面地形	5
	クレーター地形	5
	レゴリス	6
	サイズ分離地形	7
1.1.4	小惑星サンプルの解析	9
1.2	鉛直振動下の粉体の物理	9
1.2.1	粉体振動層	10
1.2.2	微小重力下の粉体物理	14
1.3	研究目的	15
第 2 章	粉体対流実験	17
2.1	実験目的	17
2.2	実験方法	18
2.3	実験結果と解析	22
2.3.1	対流速度の構造	22
2.3.2	対流速度の解析	25
2.3.3	対流速度のスケーリング	27
2.4	議論	33

2.4.1	粉体対流速度スケーリングの物理的考察	33
2.4.2	粉体対流速度の次元解析	36
2.4.3	粉体対流速度に対する重力依存性	37
第 3 章	レゴリス対流による小惑星表面更新のタイムスケールの推定	39
3.1	目的	39
3.2	レゴリス対流による表面更新モデル	40
3.2.1	モデルの概要	40
3.2.2	衝突頻度モデル	41
3.2.3	衝突励起振動モデル	43
3.2.4	レゴリス対流	49
3.2.5	表面更新のタイムスケール	55
3.3	結果と解析	58
3.3.1	表面更新タイムスケールの推定結果	58
3.3.2	表面更新タイムスケールのスケーリング	59
3.4	議論	64
3.4.1	表面更新のタイムスケールとその他のタイムスケールの比較 . . .	64
3.4.2	表面更新の実現可能性の評価	66
	パラメーター不定性の範囲	67
	表面更新の困難さを表す無次元数	68
	表面更新の実現可能なパラメーター領域	69
3.4.3	表面更新モデルに考慮されていない効果	70
第 4 章	まとめ	73
	謝辞	77
	参考文献	78
	参考文献	79
	付録	89

Appendix	89
A.1 実験条件と代表対流速度 $v_{z\max}$	89
A.2 砂粒子の $v_{z\max}$ スケーリングと表面更新のタイムスケール	92
A.3 q_d^* のスケーリング	98
A.4 K_s の不定性を考慮した表面更新のタイムスケール	99
A.5 l_{\min} の制限を適用した表面更新のタイムスケール	102
A.6 BAL モデルを使用したレゴリス対流による表面更新のタイムスケール . .	105
副論文	107

第 1 章

研究背景

1.1 小惑星の科学

1.1.1 小惑星

小惑星は、最大で直径数百キロメートルの岩石質の太陽系小天体であり、太陽系初期の情報をとどめる重要な天体とみなされてきた。図 1.1 は太陽系形成の標準モデルの概念図を示す。図 1.1 では、原始太陽の周囲を円盤状に取り囲む原始惑星系星雲の中で、数マイクロメートルサイズの岩石、氷の粒子が形成され、それらの合体成長と周囲のガスの取り込みを経て地球や木星等の惑星が形成されていく様子が模式的に示されている。特に地球のような固体惑星は主に岩石質の微粒子同士が付着成長し、数十キロメートルサイズの微惑星を形成し、さらに微惑星同士の衝突による合体・破壊の過程を経て形成されたと考えられてきた。現在観測される小惑星は、太陽系形成初期の微惑星の残滓もしくはその破片であると考えられている。そのため、小惑星の進化過程を明らかにすることは太陽系形成過程の理解につながると考えられてきた [1, 2, 3].

小惑星の素性の解明に関して、1980 年代後半までは、地上観測と隕石の分析が主な手段であった。地上観測のうち天文観測では、似通った軌道要素を持つ小惑星の集まり”族”があることが発見された。また、分光、多色測光観測から小惑星の反射スペクトルが調査・分類された（小惑星の反射スペクトルはその表層の鉱物組成を反映している。例えば、輝石とカンラン石の存在を示すスペクトル形状の場合は S 型小惑星、含水鉱物の存在を示すスペクトル形状の場合は C 型小惑星と呼ばれてる [3].）。隕石はその起源が小惑星

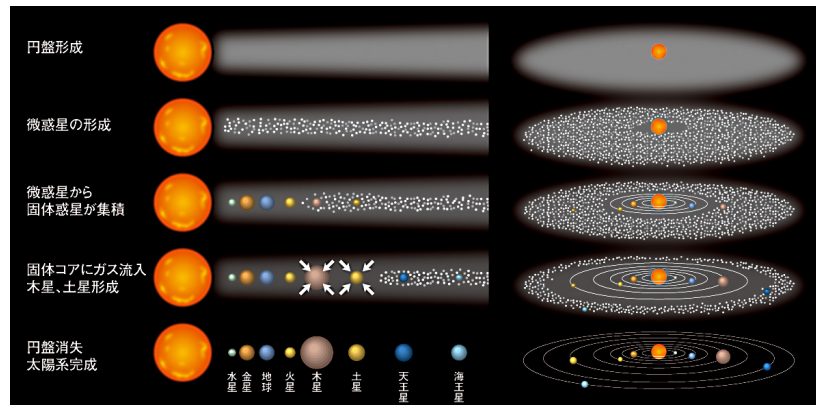


図 1.1 太陽系形成の標準モデルの概念図（理科年表より）。

を含む地球外の固体天体にあると考えられており，小惑星の物質科学的進化を調べるための重要な試料とされてきた．しかし，大多数の小惑星はサイズが小さく，地球からの距離も遠いため，地上観測だけでは詳細な表面の様子を知ることはできなかった．また，隕石の起源を物質科学的に検証するためにも小惑星試料の回収・分析が望まれていた．1990年代以降，科学技術の発達により，多くの探査機による小惑星のリモートセンシング観測やサンプルリターンが試みられた．これらの探査によって，小惑星に対する多くの新しい知見が得られつつある．

1.1.2 近年の小惑星探査

太陽系の中で小惑星の分布には偏りがある（図 1.2）．図 1.2 は，JAXA の赤外線天文衛星『あかり』の全天サーベイによって得られた小惑星カタログ AKARI asteroid catalog (AcuA) を基にした木星軌道までの小惑星の分布を示す [4]．図 1.2 で，最も多く小惑星が分布する領域は，火星軌道と木星軌道の間（太陽からの距離 2 - 4 天文単位 [AU]）の範囲の小惑星帯（asteroid belt）である．小惑星帯はメインベルト（main belt）とも呼ばれ，ここに属する小惑星を今後メインベルト小惑星（Main Belt Asteroids: MBAs）と称する．次に多くの小惑星が分布するのは，太陽から木星を見てその進行方向前方 60 度と進行方向後方 60 度の領域である（木星のラグランジュ点（L4, L5）に相当）．この領域の小惑星を木星トロヤ群小惑星と呼ぶ．一方，メインベルト小惑星や木星トロヤ群と比べ圧倒的に数は少ないが，地球の公転軌道付近にも小惑星は分布する．この小惑星を近地球型小惑

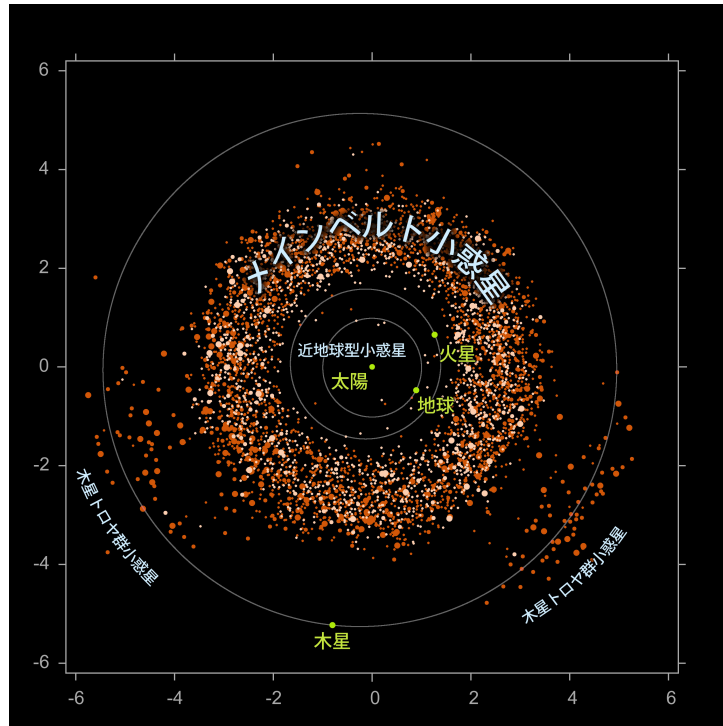


図 1.2 AKARI asteroid catalog (AcuA) より得られた木星軌道までの小惑星の分布 (軸の単位は AU, 色, 点のサイズの違いは, それぞれ表面反射率, 小惑星サイズの違いを表す) [4].

星 (Near Earth Asteroids: NEAs) と呼ぶ。NEAs の供給源として MBAs や彗星核が考えられている [5, 6, 7]。上記のうち, 木星トロヤ群小惑星は, 地球からの天文観測により表面のスペクトルデータなどは得られているが, 探査機による探査は本論文執筆の時点で未実施であり未解明な点が多い。一方で, 比較的地球からの距離の近い NEAs や木星等の外惑星探査の途中にある MBAs に関しては, これまでに探査機による探査が行われてきた。

人類が初めて小惑星表面の詳細な画像データを得たのは, NASA によって計画されたガリレオ・ミッション (1989~2003 年) である。探査機『ガリレオ』は木星系の調査を主任務としていたため, わずかな期間に MBAs の小惑星イダ (Asteroid 243 Ida) とガスプラ (Asteroid 951 Gaspra) をフライバイ観測したに過ぎなかった。それでも, 衛星を持つ小惑星 (小惑星イダと衛星ダクティル) の発見や小惑星の表層にも衝突由来の未固結の砂礫堆積物: レゴリス (Regolith) が存在することを発見した。また, 表面には多くの衝突クレーター (天体衝突によって形成される窪地) が認められた [8]。

初めて、小惑星の探査を主任務としたのは NASA のニア・ミッション (1996~2001 年) である。探査機『ニア・シューメーカー』は NEAs の一つである小惑星エロス (Asteroid 433 Eros) (図 1.3) を周回探査した。ニア・ミッションでは、最終的には探査機本体をエロス表面に軟着陸させた。そのため、エロス表面の高解像度の画像データが得られ、ガリレオ・ミッションの時よりも詳細な表面の岩塊 (ボルダー)、レゴリス、クレーターの分布等の表面地質を調べることができた [9]。

JAXA によって計画されたはやぶさ・ミッション (2003~2010 年) では、探査機『はやぶさ』は、これまでに探査機が訪れた中では最小の小惑星であるイトカワ (Asteroid 25143 Itokawa) (図 1.4) を訪れた。イトカワも NEAs に属する小惑星である。『はやぶさ』では世界初の小惑星表面レゴリス試料の回収が行われた。『はやぶさ』は、サンプル回収のためのイトカワ表面への着陸を行い、その際に『ニア・シューメーカー』と同様に多くのイトカワ表面の高解像度な画像を得た。これらから、エロスと同様にイトカワの表面地形を詳細に調べることができた [10, 11]。さらに、回収された試料は幾多の困難を乗り越えて地球へと届けられた。実際のところ、回収された試料は微量であったが、現在も継続的に分析が行われている [12, 13, 14, 15]。

本論文執筆中の 2016 年 12 月現在も、JAXA の探査機はやぶさ 2 と NASA の探査機 OSIRIS REx がそれぞれ近地球小惑星のリュウグウ (Asteroid 162173 Ryugu) とベンヌ (Asteroid 101955 Bennu) に向かっており、今後も小惑星に関する多くの科学的知見がもたらされることが期待される。



図 1.3 小惑星エロス (NASA). (平均直径: $\sim 1.7 \times 10^4$ m, バルク密度: 2.7×10^3 kg m $^{-3}$, 表面重力加速度: $2.3 - 5.6 \times 10^{-3}$ m s $^{-2}$ (文献 [16] の Table.1 より))

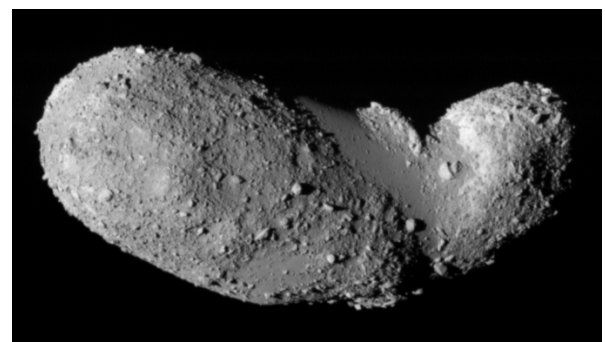


図 1.4 小惑星イトカワ (JAXA/ISAS). (平均直径: $\sim 3.2 \times 10^2$ m, バルク密度: 1.9×10^3 kg m $^{-3}$, 表面重力加速度: $2.4 - 8.6 \times 10^{-5}$ m s $^{-2}$ (文献 [16] の Table.1 より))

1.1.3 小惑星表面地形

『ニア・シューメーカー』と『はやぶさ』はこれまで未解明な点が多い小惑星の表面地形や表層進化の分野に多くの知見をもたらした。固体天体の表面地形はその天体が受けた外的あるいは内的な擾乱を反映している可能性が高い。例えば、天体衝突の痕跡であるクレーター地形の形状や分布を調べれば、対象天体の衝突進化の歴史を理解することができる。つまり、小惑星の表面地形やその進化過程を調べることは、対象天体の進化過程を通じて、太陽系初期の歴史や太陽系の進化の解明につながる。以下では、『ニア・シューメーカー』と『はやぶさ』の探査により得られた特徴的な小惑星の表面地形について述べる。

クレーター地形

『ニア・シューメーカー』の探査の結果、小惑星エロスでも多くのクレーターが見られた。エロス全球のクレーターのサイズ分布を調べられ、直径 200 m 以下の相対的にサイズの小さなクレーターの欠乏が観測された [9]。小クレーターの欠乏の要因に関して、文献 [17, 18] では、天体衝突に起因する小惑星の全球振動 (Global seismic shaking) が引き起こすクレーター壁面の崩壊に注目した。(ただし、月を除いた地球以外の天体において天体衝突によって励起される地震波を直接観測した例はない)。小惑星エロスにおいて、全球振動による表面のクレーター消去過程を考察するために、天体衝突によって発生する全球振動とそれに伴う斜面崩壊によるクレーター形状緩和のモデル化が試みられた [17, 18]。結果として、衝突励起振動によって小規模なクレーター地形の緩和が生じる可能性があることが指摘された。

『はやぶさ』の探査の結果、小惑星イトカワ表面では明瞭なリム（クレーターの輪郭）を持つクレーターがほとんど見られなかった [11]。それでも、文献 [19] では、イトカワ全球のクレーター候補地形を調べ、イトカワでも直径 1 m 以下の相対的にサイズの小さなクレーターの欠乏を報告した。さらに、文献 [20] では、文献 [17, 18] で提案された天体衝突起源の全球振動に伴うクレーター形状緩和モデルを小惑星イトカワに対して適用し、結果として、全球振動による小クレーター地形の緩和がイトカワでも有効に働いていることを示した。

天体の表面を覆うクレーターの個数密度はその天体の表面年代を知るための重要な指標

となる．より多くのクレーター覆われた表面はより古いといえる．天体表面のクレーターの個数密度をもとに天体表面の年代を推定する手法をクレーター年代学という．月面のいくつかの地域では，クレーターの個数密度と絶対年代の間の相関関係がアポロ計画により持ち帰られた試料をもとに明らかにされている（クレーター個数密度のキャリブレーション）．一方，小惑星では，月のようなキャリブレーションを行うことができない．そこで，衝突天体のフラックス（e.g. [21]）を仮定し，実験や数値シミュレーションから得られた衝突天体サイズと形成されるクレーターサイズの定量的な関係則（クレータースケーリング則，e.g. [22]）を利用して，対象天体の表面で観察されるクレーターの個数密度を再現するために必要なタイムスケールを推定している．小惑星エロスでは，その表面のクレーター記録 [9] を再現するために必要なタイムスケールは， 400 ± 200 Myr[17] または 120 Myr[23] であった（1 Myr は 100 万年）．両者の表面年代の違いは，使用されたクレータースケーリング則の違いに由来する．小惑星イトカワでは，その表面のクレーター記録 [19] を再現するために必要なタイムスケールは 75 Myr から 1 Gyr（1 Gyr は 10 億年）の範囲にあると報告された [20]．

レゴリス

『ニア・シューメーカー』、『はやぶさ』の探査でも，小惑星エロス，イトカワのそれぞれにレゴリスの存在が確認された．レゴリスのような碎屑物は，地球科学では粒径によって巨礫（boulder: 256 mm 以上），大礫（pebble: 256 - 64 mm），中礫（cobble: 64 - 4 mm），小礫（granule: 4 mm），砂（sand: 2 mm 以下）と区分されているが，従来の小惑星研究においてこれらの用語はサイズを限定せずに用いられてきた [24]．本論文でもこれを踏襲し，レゴリスは粒径に関係なく小惑星上の碎屑物全般を指し，特に粒径に注目する場合はボルダー（巨礫）等の用語を用いることにする．大気や液体の水を持たない月や小惑星では，天体衝突の破片が集積して表面にレゴリス層を形成したと考えられてきた [25]．地球以外でレゴリスの存在が初めて確認されたのは月である．1961 - 1972 年のアポロ計画では月レゴリス試料が地球に持ち帰られている．小惑星も月とよく似た表面環境を持つ可能性があるが，その微小重力環境から衝突後の微細な破片がレゴリス粒子として堆積するのは困難ではないかとする意見もあった．しかし、『ガリレオ』探査機を初めとする探査ミッションにより多くの小惑星においてレゴリス層が普遍的に存在することが確認されつ

つある．そのため，近年では，熱疲労によるボルダーの細粒化もレゴリス層形成のメカニズムとして提案されている（熱伝導率の小さな岩石では表面と内部温度差が大きくなり，表面の剥離を生じる．このような機械的風化作用が細粒化を促進する）[26]．

形成後の固体天体表面のレゴリス層は様々な物理的，化学的作用を受け成熟していく．例えば，天体衝突が生じると，深部のレゴリス粒子は表面へと巻き上げられる．これは，農夫が鍬で畑を耕す様子に似ていることからインパクトガーデニングと呼ばれ，深部のレゴリス物質を表面へと輸送する働きがある [25]．また，大気を持たないため，小惑星表面には宇宙線と呼ばれる高エネルギー粒子が降り注ぐ．これは，レゴリス粒子の組成を変化させる．宇宙線だけでなく，太陽風プロトンやマイクロメートルオーダーの微小隕石の衝突もレゴリス粒子表面の組成を変化させる．こうした表層のレゴリス粒子の変化は宇宙風化と呼ばれ，小惑星表面の反射スペクトルの変化を引き起こすといわれている．

サイズ分離地形

『ニア・シューメーカー』の探査では，小惑星エロスの表面に天体衝突による破片の飛散だけでは説明できない表面のボルダーの分布が存在することが示された [27]．このボルダーの分布を説明するために，文献 [27] では，地上の実験室でレゴリスのような粉体に振動を加えた時に生じるサイズ分離現象（1.2 節）を提案した．

『はやぶさ』の探査では，すでに述べたように，これまでに探査された小惑星表面とは異なり，小惑星イトカワの表面は多数のボルダーやレゴリスに覆われていることが分かった [10]．特に，最大サイズのボルダー，ヨシノダイは，イトカワ自身のサイズの 1/10 もあった．ヨシノダイサイズのボルダーはイトカワ表面に残された最大サイズのクレーターの衝突をもってしても作ることができない．そのため，イトカワは一枚岩の小惑星ではなく，母天体が衝突により破壊された後，その破片が重力によって再集積したラブルパイル天体である可能性が強く指摘された [10]．イトカワの相対的に低いバルク密度 1900 kg m^{-3} [10] もラブルパイル構造を示唆する．しかしながら，イトカワの表面地形で最も興味深い特徴は，図 1.4 に示されるように，その表面がメートルサイズのボルダーが分布するラフ地域とセンチメートルサイズのレゴリスが分布するスムーズ地域に二分されている点である [10, 28]．文献 [28] では，スムーズ地域とラフ地域の境界において，メートルサイズの岩塊の長軸が斜面と直行するように並んだ岩塊の線状配列が確認された（図

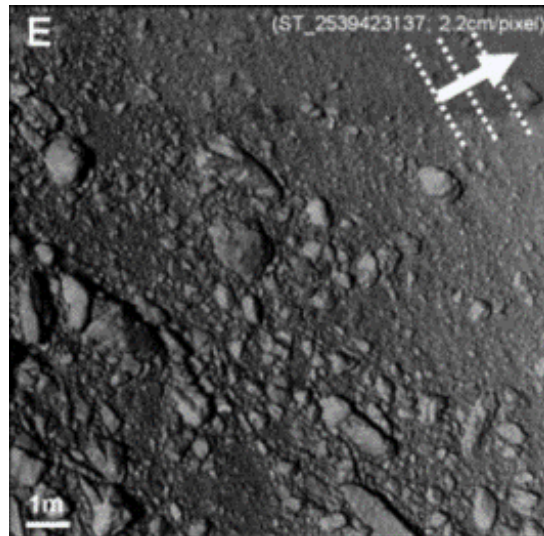


図 1.5 小惑星イトカワ（図 1.4）のスムーズ領域とラフ領域の境界にみられる岩塊の線状配列 [28]（図中の白い点線は岩塊の長軸方向を白い矢印はイトカワの形状モデルより推定された斜面の方向を示す）。

1.5). 図 1.5 と同様の礫配列は地球の地滑り地形でも観察されるため、イトカワ表面のレゴリス粒子は繰り返しの天体衝突起源の振動によって比較的最近まで動いていた可能性がある」と指摘された [28]. 文献 [28] でも、小惑星上でのレゴリス移動やサイズ分離を説明するために、“天体衝突起源の振動による小惑星表面レゴリス層の構成粒子の流動化と対流運動が生じ、対流運動の過程でサイズ分離が生じた”というレゴリス対流仮説が提案された。

文献 [28] では、小惑星エロスで提案された衝突励起振動モデル [17, 18] を小惑星イトカワに応用した。結果、イトカワの表面重力加速度 $g_I \simeq 10^{-4} \text{ m s}^{-2}$ [29, 10] は地球の重力加速度 $g_E = 9.8 \text{ m s}^{-2}$ に比べ 5 桁も小さい微小重力環境下にあるため、わずか直径 1 cm のインパクターの衝突で、全球で最大振動加速度が重力加速度を超える振動が励起されることが示唆された。最大振動加速度が重力加速度を超えると、レゴリス層の構成粒子は自由落下状態を経験し、このとき粒子の再配列が可能となる。そのため、サイズ分離や流動化といった振動を受けた粉体に生じる物理現象は、イトカワのような微小重力環境でも十分に起こりうると主張された [27]. 文献 [30] でも、イトカワの画像データの再解析によりサイズ分離を改めて確認した。

1.1.4 小惑星サンプルの解析

『はやぶさ』は小惑星イトカワの表面レゴリス試料を回収することに成功した。回収された試料はごく微量であったが様々な分析がなされた。まず、サンプル粒子の三次元形状がX線マイクロCTを用いて調べられ、摩耗過程を経験したような角の取れた粒子が存在することが分かった [13]。これは、文献 [28] にあるレゴリス移動を支持する。また、サンプル粒子中の希ガス (Ne) 同位体比を測定することで、その宇宙線照射年代が推定された [12, 14]。宇宙線は数 keV から数 MeV の高エネルギー荷電粒子であり、レゴリス構成物質に衝突すると核反応により希ガス同位体が発生する。希ガス同位体の生成量と宇宙線のフラックスを仮定すれば、対象物が宇宙線に暴露されていた期間を推定することができる。文献 [12] では、サンプル粒子は、宇宙線の中でも高エネルギーを持ち表面下 1 m まで浸透する銀河宇宙線に最大で 8 Myr の間曝されていたと予想した。その後、機器精度の向上により、サンプル粒子から銀河宇宙線起源の希ガス同位体が検出され、その宇宙線照射年代は 1.5 Myr である推定された [14]。これらの宇宙線照射年代は、小惑星と同じような超高真空の表面環境を持つ月レゴリス粒子の宇宙線照射年代 100 Myr [31] やサンプル粒子と同じ鉱物組成を持つ [32] 普通コンドライト隕石の宇宙線照射年代 15 Myr [33] に比べて短いといえる。これはイトカワ表面で、何らかの表面更新過程が生じていた可能性を示唆する。文献 [12] では、表面更新過程としてレゴリス粒子の静電浮遊や微小隕石衝突による宇宙空間への散逸を提案しているが、もし、[27, 28] で提案されたレゴリス対流のようなイトカワに比較的最近まで表面を新鮮に保つような機構（レゴリス層に生じた対流運動によってレゴリス層深部の宇宙線との相互作用を受けてない物質が上昇してくる）が存在すれば、相対的に若いイトカワの宇宙線照射年代を説明することができるかもしれない。

1.2 鉛直振動下の粉体の物理

『ニア・シューメーカー』と『はやぶさ』の探査によって、小惑星表面地形の進化に寄与する可能性のある現象の一つとして、小惑星スケールで生じるレゴリス粒子のサイズ分離や対流運動が注目されつつある。レゴリスのような粒子集合体は粉体 (granular matter) と呼ばれ、粉体物理の分野では、振動を受けた粉体のサイズ分離や対流現象は比較的古

くから知られていた。本節では、サイズ分離や対流運動に関する研究成果について概観する。

1.2.1 粉体振動層

粉体に対して外力として振動を与える系を粉体振動層と呼ぶ。粉体振動層の物理について初めて報告したのはファラデーである。彼は弦をこすることで発生させた振動を動物の皮の上に薄く敷いた砂に加える実験を行い様々な現象を観察した [34]。その中で、ファラデーは振動によって砂山が形成され、砂山の頂上で粒子が湧き出し、山裾で粒子が砂山の中へと潜り込む粒子の循環運動を報告した。

ファラデーの報告した粉体振動層に生じる粒子の循環運動は、現代では粉体対流 (granular convection) と呼ばれ、室内実験で容易に観察することが出来る。図 1.6 の上段の連続スナップショットは、文献 [35] で、擬二次元の透明容器 (板状の容器) に積層させたマスタード種子 (粒径 1.5 - 2.0 mm) の粉体層に鉛直振動を加えた様子を示している。図 1.6 では、左から右へと時間が進んでおり、マスタード粒子が容器の中央で上昇し、容器の壁面で下降する粉体対流を観察できる。1980 年代後半から、粉体層の対流運動とその時粉体層表面に生じる山形成 (heaping) の関係を調べることで、粉体対流の系統的な調査が始まった (e.g. [36])。その後の実験・計測技術の進歩に伴い、核磁気共鳴を利用した粉体層内部の対流速度構造の調査 [37, 38] や流体計測分野の画像解析技術を応用した容器壁面の対流速度の測定が行われた [39, 40, 35]。文献 [39, 40, 35] では、粉体対流速度と振動加速度や振動周波数などの振動条件や粒子直径の依存関係が調べられた。実験だけでなく、粉体対流の数値シミュレーション [41, 42] も行われ、古典力学に基づいた粉体対流の数理モデルの検証や対流構造の調査が行われた。

粉体対流がサイズ分散を持つ粉体層で生じた場合、構成粒子のサイズ分離の原因となる。一般に、粉体のサイズ分離現象はブラジルナッツ効果 (Brazil Nuts Effect: BNE) と呼ばれる。文献 [44] では、粉体層下部に相対的に大きな粒子 (イントゥルーダー粒子) を設置し、振動を加えたところ、イントゥルーダー粒子は粉体対流の流れに乗って上昇し、やがて粉体層表面に達する様子を観察した。さらに、表面に達した粒子は、粉体対流の容器壁付近の下降流の幅が小さいため、粉体層中に潜り込むことが出来ず、サイズ分離する様子も観察された。それ故、粉体対流は BNE の原因の一つとみなされている。図 1.6 の



図 1.6 幅 130 mm, 高さ 250 mm, 奥行き 6 mm の疑二次元容器中のマスタード種子 ($d = 1.5 - 2.0$ mm) の粉体層で観察された粉体対流（上段）とブラジルナッツ効果（BNE, 下段）のスナップショット（左から右へと時間発展する）[35].

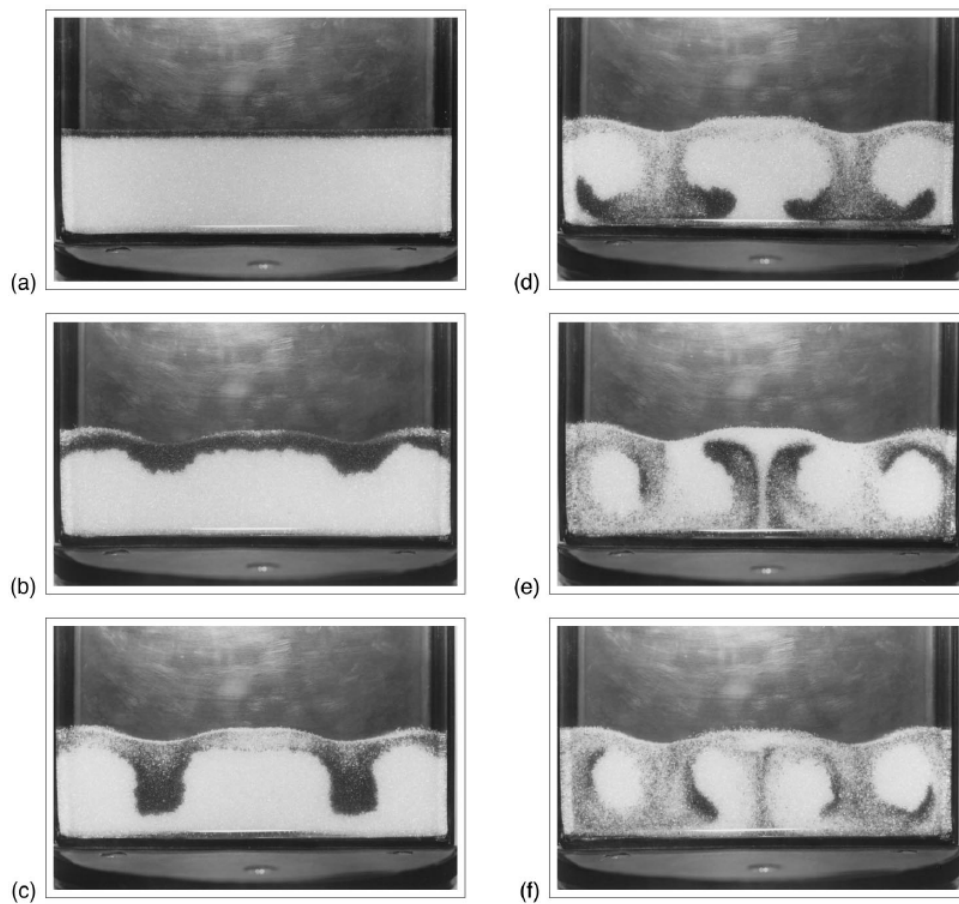


図 1.7 幅 200 mm, 高さ 50 mm, 奥行き 30 mm の疑二次元容器中のガラスビーズ ($d = 0.61$ mm) 粉体層で観察された複数の対流ロールが発生する様子の連続スナップショット ((a)0 s, (b)5 s, (c)8 s, (d)14 s, (e)23 s, (f)32 s) [43].

下段に、粉体対流によって引き起こされる BNE の連続スナップショットを示す．図 1.6 ではマスタード種子の粉体層底部に相対的に大きな円盤粒子（イントゥルーダー粒子）を設置し鉛直振動を加えた．結果、粉体対流の上昇流に乗ってイントゥルーダー粒子も上昇していく様子が観察された．

粉体対流の性質に関して、対流ロールのスプリット（分裂）やフローズンゾーン（*frozen zone*）が知られている．対流ロールのスプリットは複数の対流ロールが粉体層に生じることを指す．文献 [43] では、擬二次元の透明容器に粒径 0.61 mm のガラスビーズを積層させ鉛直振動を加える実験を行った．そして、容器の幅を 2 倍にすると、対流ロールの数が増加すること報告した．図 1.7 は粉体層に複数の対流ロールが発生する様子を示している．図 1.7 は、図 1.6 と同様に、鉛直振動を加えたときの容器壁面の連続スナップショットであり、(a), (b), (c), (d), (e), (f) の順に時間が経過している．図 1.7 では、色付きのガラスビーズが粉体層の表面に薄く撒かれており、これにより粒子の対流運動を可視化している．一方、フローズンゾーンは加振中の粉体層で対流速度がほぼ 0 となる領域を指す．文献 [41, 37] では、対流速度が粉体層の深部で急激に（指数関数的に）減少すると報告している．

粉体対流とそれに駆動される BNE は、以下に定義される最大振動加速度 a_{\max} と重力加速度 g の比 Γ がおよそ 1 を越えると発生することが経験的に知られている (e.g. [39]).

$$\Gamma = \frac{a_{\max}}{g} = \frac{A_0 (2\pi f)^2}{g}, \quad (1.1)$$

A_0 は最大変位振幅、 f は振動周波数である（正弦波振動であれば、振動加速度 $a = (d^2/dt^2) A_0 \sin(2\pi ft)$ 、 T : 周期、 n : 自然数として $t = (2n - 1)T/4$ の場合に、 $a = a_{\max} = A_0 (2\pi f)^2$ となる）． $\Gamma > 1$ の領域で、粉体層は自由落下を経験する．この自由落下の間に粉体層構成粒子の再配列が容易になるため、 Γ によって粉体対流の発生がスケールできると考えられてきた．それ故、粉体振動層で Γ は重要な無次元数とされてきた．

一方、近年、別の無次元数であるシェイキングパラメーター S も粉体振動層を特徴づける重要なパラメーターとして提案された [45, 46, 47, 48]． S は以下のように定義される．

$$S = \left(\frac{v_{\text{vib}}}{v_{\text{grav}}} \right)^2 = \Gamma \cdot \frac{A_0}{d} = \frac{(2\pi A_0 f)^2}{gd}, \quad (1.2)$$

d は粉体層構成粒子の直径である． S は、文献 [45] において Γ に代わって粉体振動層を特徴づける無次元数として、初めて提案された．式 1.2 に示されるように、 S は最大振動速

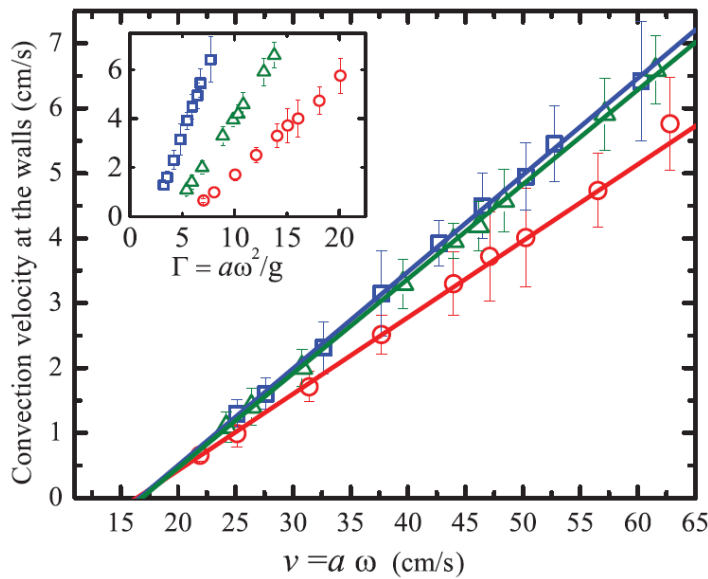


図 1.8 文献 [35] で得られた粉体対流速度と最大振動速度の関係 (軸ラベル中で $a = A_0$, $\omega = 2\pi f$ である. 挿入図は対流速度と Γ の関係を表す. 青の四角, 緑の三角, 赤の円は周波数の違いを表し, それぞれ $f = 20$, $f = 35$, $f = 50$ Hz である. 実線はフィッティングラインを示す).

度 $v_{\text{vib}} = 2\pi A_0 f$ と粒子径と重力が作る特徴速度 $v_{\text{grav}} = \sqrt{gd}$ の比の二乗として表される. 言い換えると, S は振動によって粉体層の構成粒子あたりに注入されるエネルギーと構成粒子あたりが得るポテンシャルエネルギーのバランスである. 文献 [46] では, 粉体ライデンフロスト (粉体層を強く加振した際に, 粉体層底面付近の個数密度が粉体層表面より低くなる現象) の発生を特徴づけるために改めて導入された. さらに, S は, 浅い粉体層において, 粉体ライデンフロストからガス状粉体対流 (粒子密度の低いガス状粉体で観察される粉体対流) の相転移の境界 [47] やガス状粉体対流の発生基準 [48] を特徴づけるために有効であることも示された ([47, 48] は主に $\Gamma > 10$ の強加振領域を調べている). また, 文献 [35] では粉体対流速度が測定され, 図 1.8 に示されるように, 粉体対流速度は Γ ではなく最大振動速度 $v_{\text{vib}} = 2\pi A_0 f$ に線形に依存するという報告がなされた [35]. $2\pi A_0 f$ は S の一部であるから, これは, 粉体対流速度が S によって特徴づけられる可能性を示唆する.

1.2.2 微小重力下の粉体物理

前節で説明した、粉体対流や BNE の実験は全て地上の室内で行われた実験結果である。1.1.3 節では、小惑星では微小重力環境であるが故に粉体対流の発生基準は容易に満たされるという先行研究の主張 [28] を説明したが、これは検証されるべき仮説である。

近年、文献 [27, 28] の仮説の検証を目指して、微小重力環境を模擬した粉体振動層の対流速度が調べられてきた [49, 50, 51]。これらの研究では、粉体対流によって駆動される BNE のイントゥルーダー粒子の上昇速度 v_{rise} と重力加速度 g の依存関係が調べられている。文献 [49, 51] では、三次元粉体振動層の数値シミュレーションが行なわれ 5 - 6 種類の g に対する v_{rise} が調べられた。結果として、文献 [49] では $v_{\text{rise}} \propto g^{0.42}$ 、文献 [51] では、 $v_{\text{rise}} \propto g^{0.50}$ という依存関係が得られた。一方、文献 [50] では、航空機の放物線飛行（パラボリックフライト）を利用し実際に実験系に加わる g を変化させている。図 1.9 は文献 [50] の実験結果を示す（図 1.9 では、 $\Gamma = 1.9$ の時のイントゥルーダー粒子の上昇速度がプロットされている）。パラボリックフライト実験は実験系の g を直接変えることができる利点があるが、一方で限られた種類の微小 g しか実現できず、また微小重力の継続時間も数十秒程度と短いという欠点もある。文献 [50] では、 v_{rise} と地球の重力加速度で規格化された重力加速度 g_{amb} の間に複数の関数形（図 1.9 の実線： $v_{\text{rise}} \propto g_{\text{amb}}$ ，破線： $v_{\text{rise}} \propto g_{\text{amb}}^{1/2}$ ，点線： $v_{\text{rise}} \propto \exp(g_{\text{amb}})$ ）を仮定しているが、 $v_{\text{rise}} \propto g_{\text{amb}}$ という単純な線形関係が最も成り立ちそうであると報告している。

一方、粉体層に対して剪断（シア）を与える系で発生した粉体対流速度を測定した実験も存在する [52, 53, 54]。文献 [52, 53, 54] では、テイラー・クェット・セル（内径の異なる二つの円筒の間に粉体層を作り、内側の円筒を回転させることで粉体層にシアをかける容器）を用いてシアによる粉体対流を発生させた。文献 [52, 53, 54] は、粉体対流の発生源として鉛直振動ではなくシアを採用しているが、パラボリックフライトを用いた微小重力実験を行い、粉体対流速度と g の関係を議論しているためここに記しておく。結果、微小重力下で粉体対流速度はほぼゼロであり、強重力下では、逆に粉体対流速度が速くなることが報告されている [53]。

以上に挙げた多くの研究で、 g のべき依存性に差はあるが、粉体対流速度と g の間に正の相関関係があり、微小重力下でも非常に小さな有限の粉体対流速度が存在することが予

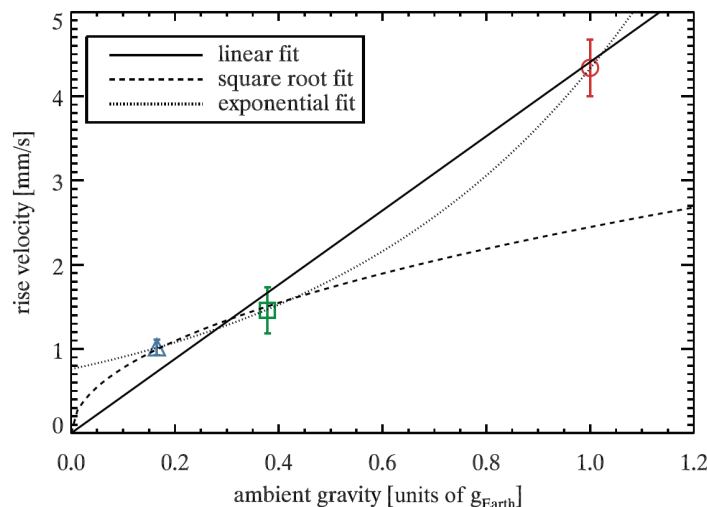


図 1.9 文献 [50] で得られた粉体対流によって駆動される BNE のイントゥルーダー粒子の上昇速度と地球の重力加速度で規格化した重力加速度の関係（三つのデータ点は $\Gamma = 1.9$ の場合を示す）。

想される。言い換えると、文献 [27, 28] で提案されたレゴリス対流は微小重力環境でも発生する可能性があることを示唆している。

1.3 研究目的

粉体振動層と小惑星レゴリス層では境界条件等の違いも存在するが、レゴリス対流現象が小惑星表層でも生じると仮定すれば、それは小惑星の地形形成や表面更新過程（1.1.3 節）といった小惑星表層の進化過程に影響を与える可能性がある。その場合、レゴリス対流現象が発生する小惑星サイズを制約することも重要である。1.2.2 節では微小重力環境でも粉体対流の発生が期待されることに言及したが、これは、同時に、微小重力環境ではレゴリス対流速度が極めて遅くなる可能性も示唆している。つまり、先行研究の結果は、微小重力環境では、レゴリス対流による表面更新は極めて長大な時間を要する可能性がある。一方で、小惑星に関するタイムスケールとして、すでに述べたクレーター密度に基づく表面年代、宇宙線照射年代に加えて、衝突寿命が推定されている。衝突寿命とは、小惑星が天体衝突によって破壊されてしまうまでのタイムスケールで $1.0 \times 10^2 - 1.0 \times 10^5$ m のサイズの小惑星で $10 - 1.0 \times 10^4$ Myr と推定されている (e.g. [21])。レゴリス対流仮説

の妥当性, 言い換えると, レゴリス対流現象の小惑星表層進化への寄与を議論するためには, これらのタイムスケールとレゴリス対流による表面更新のタイムスケールを比較し, 整合性を評価する必要がある. そこで, 本研究では, レゴリス対流による表面更新のタイムスケールを推定することを目的とする.

表面更新のタイムスケール推定のための要素の一つに, 粉体対流速度と振動・重力の間に成り立つ定量的な関係則 (粉体対流速度のスケーリング則) が必要となる. これまでに, 対流速度と最大振動速度 [35] や対流速度と重力加速度 [50] のような個別のパラメーター依存性は得られてきた (1.2.1 節や 1.2.2 節) が, 両者を同時に評価できるスケーリング則はこれまでに確立されてこなかった. そこで, 本研究では, 以下の二つの段階を経て, 独自に構築したモデルを用いて, レゴリス対流による小惑星表面更新のタイムスケールを推定する.

- (I) 粉体対流実験を行い, 粉体対流速度のスケーリング則を構築する,
- (II) 粉体対流速度のスケーリング則を応用しレゴリス対流による表面更新モデルを開発する.

以下に続く, 第 2 章では, 本研究で行った (I) の粉体対流実験と得られた対流速度のスケーリングについて述べる. 第 3 章では, 第 2 章で導出した粉体対流速度のスケーリングを応用し, (II) のレゴリス (粉体) 対流による小惑星表面更新過程モデルの構築とモデル計算により推定した対流による小惑星表面更新のタイムスケールとその他のタイムスケールと比較し, タイムスケールを指標としてレゴリス対流仮説の妥当性を議論する. 第 4 章では, 本研究の結論について述べる.

第 2 章

粉体対流実験

2.1 実験目的

本章では、1.3 節で述べた研究目的を達成するための段階 (I) について述べる。段階 (I) では粉体対流実験を行い粉体対流速度のスケーリング則を得ることが目標となる。この実験で得られた粉体対流速度のスケーリング則は、次章でレゴリス対流による小惑星表面更新のタイムスケールの推定に使用することを念頭に置いている。当然、小惑星は g が地球よりも数桁小さい微小重力環境にある。そのため、得られたスケーリング則はその影響を調べるために g がパラメーターとして含まれていることが望ましい。しかし、地上実験で g を変化させることは困難を伴い、パラボリックフライトなど高価な技術が必要である。そこで本研究では、スケールの異なる現象を特徴づけるために用いられる次元解析やスケーリングの手法を採用する (e.g. [55])。具体的には、1.2 節でも述べた粉体振動層を特徴づける無次元数 Γ , S (パラメーターとして g を含む) と規格化した対流速度の間に成り立つスケーリング関係を見つけることが実験目的となる。一般に、無次元数は、エネルギー、速度、長さなどの対象とする現象に関する物理量の比として表され、単位系に依存しないため、仮に支配方程式が存在しない状況であっても、スケーリング関係を議論する際に役に立つ。2.2 節では、本研究で行った粉体対流実験手法につて述べ、2.3 節では、得られたデータから対流速度のスケーリング則を導出し、2.4 節では、得られたスケーリング則を基に先行研究の対流速度の g 依存性に関して議論する。

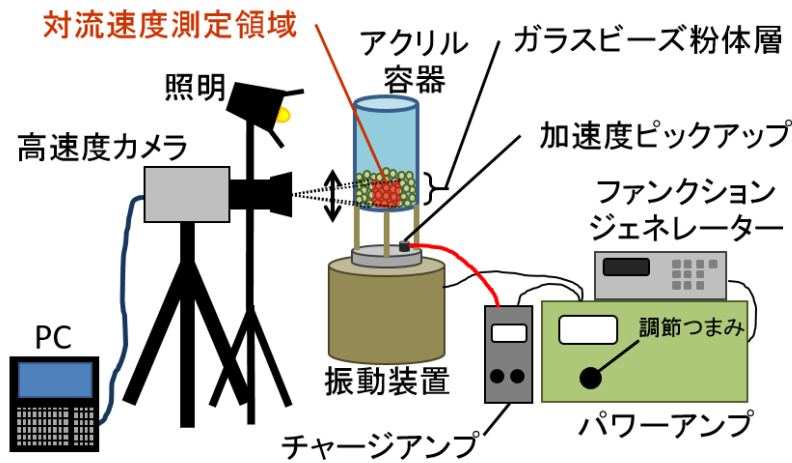


図 2.1 実験装置の概念図.

2.2 実験方法

実験のセットアップを図 2.1 に示す. 図 2.1 では, 高さ 150 mm, 内半径 R ($R = 16.5, 37.5, 75$ mm) のアクリル製円筒容器にガラスビーズを注いで, 層厚 H ($H = 20, 50, 80, 110$ mm) の粉体層を作製した. アクリル容器は電磁式の振動装置 (EMIC513-B/A) の上に取り付けた. 実験では, 容器中の粉体層全体に対し正弦波の鉛直定常振動を加えた. 加える振動について, 振動周波数 f は, ファンクションジェネレーター (TEXIO FG-274) で制御し, $f = 10, 20, 50, 100, 150, 200, 300$ Hz で変化させた. また, 振動加速度 (無次元最大振動加速度 Γ) はパワーアンプ (EMIC 374-A) で制御し, 加速度ピックアップ (EMIC 710-C), チャージアンプ (EMIC 509-CBP) で計測した. Γ は, $\Gamma = 2, 3, 4, 5, 6$ で変化させた. パワーアンプの調節つまみを回すとアクリル容器は鉛直に加振され, その振動加速度は加速度ピックアップより電圧信号として測定される. 加速度ピックアップの電圧信号の最大値はチャージアンプ前面の表示盤に Γ の値として表示される. そのため, パワーアンプの調節つまみを回し, チャージアンプの表示盤の値を目視で読み取ることによって Γ を制御した. 加えて, 本実験では, 粉体試料として直径 $d = 0.8$ mm (AS - ONE BZ08), 0.4 mm (AS - ONE BZ04), 2 mm (AS - ONE BZ2) の 3 種類のガラスビーズを使用した. 使用したガラスビーズのサイズ分散は 25% 以下であり,

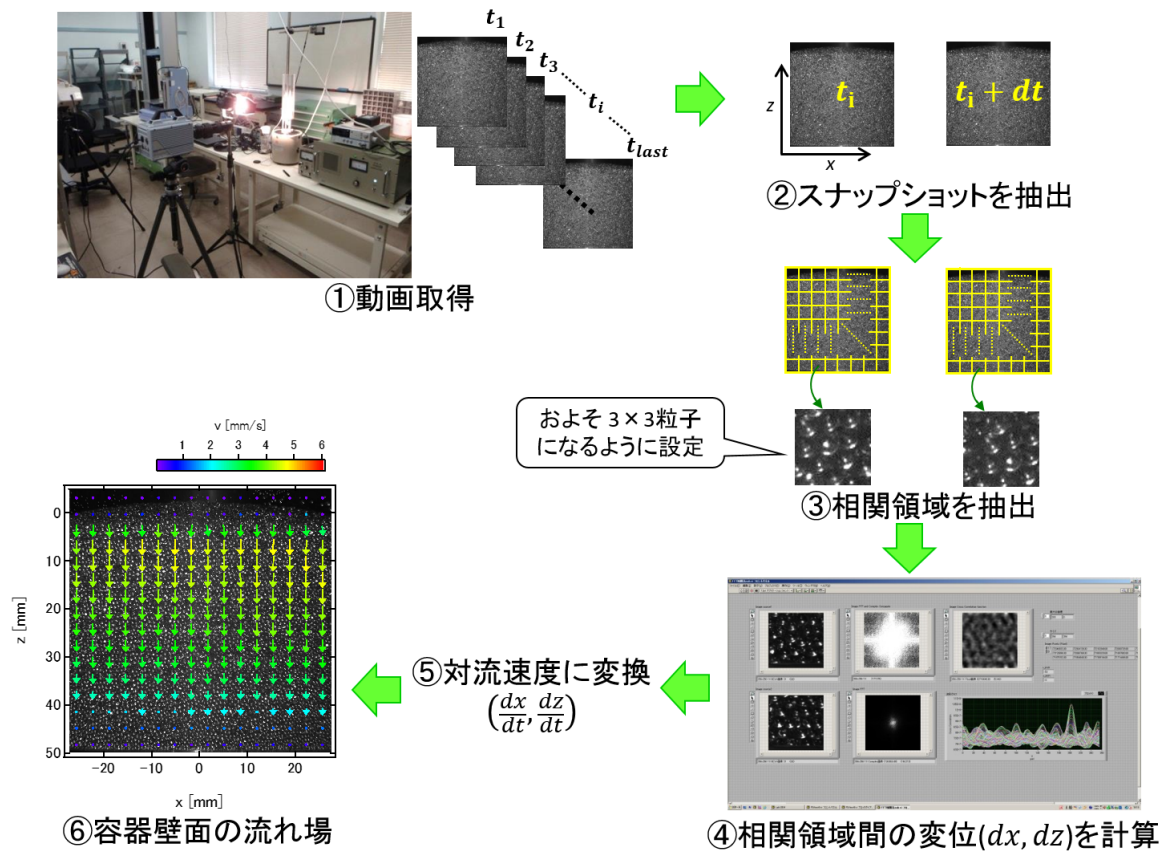


図 2.2 PIV 法を用いた容器壁面の流れ場の測定手順

その真密度は $2.5 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$ であった。図 2.1 に示したように、加振中のガラスビーズ粉体層の容器壁面の様子の動画を、高速度カメラ (Photron SA-5) を使用して撮影した。粉体の履歴効果の影響を取り除くため、全ての実験ランにおいて、1 分間以上の定常振動を加えた後に動画データの取得を開始した。

本研究では、実験で取得した動画より粉体対流速度を測定するために、粒子画像流速計測 (Particle Imaging Velocimetry: PIV) 法を用いた [56, 57, 58, 59]。PIV は画像のパターンマッチングにより粒子群の移動距離を算出する手法で、流体計測の分野でよく用いられている。なお、粒子群ではなく、個々の粒子の運動を調べる手法として粒子追跡流速計測 (Particle Tracking Velocimetry: PTV) 法もある [59]。これは、個々の粒子の微視的な運動を調べるためには有効であるが、本実験のように粒子が密に詰まった状態で個々の粒子を区別することは困難であるため、本研究では PIV 法を採用した。PIV 法を用いて、撮影した動画から容器壁面の流れ場を求めるまでの手順は、

- ① 動画取得
- ② スナップショットの抽出
- ③ 相関領域の抽出
- ④ 相関領域の変位を計算
- ⑤ 対流速度に変換
- ⑥ 容器壁面の流れ場

である (図 2.2). ①において, 全ての実験条件で, 動画撮影のフレームレートは 1000 fps に固定し, 動画撮影時間は 5.5 s とした. ②では, スナップショット間隔時間が dt である二組のスナップショットを抽出する. 取得したスナップショットの画像サイズは, 対流速度を測定する粉体層の幾何的なサイズ (R, H) によって変化させた. すなわち, カメラと容器壁面の距離も, (R, H) によって異なる. そのため, 画像サイズは最大で 1024×1024 pixel (図 2.2⑥, 図 2.3(a), 図 2.4 のベクトル図の背景画像) であり, 空間解像度も $54 \mu\text{m}/\text{pixel}$ から $130 \mu\text{m}/\text{pixel}$ の範囲で変わるため, 最大視野も 55×55 から $133 \times 133 \text{ mm}^2$ の範囲で変化する. ③では, 二組のスナップショットをそれぞれ分割し相関領域を抽出する. この時, 相関領域の一辺のサイズは, 相関領域中におよそ 3×3 個の粒子が入るように設定した. この設定は画像サイズに関係なく共通とした. 例えば, $d = 0.8 \text{ mm}$ のガラスビーズを使用し, 空間解像度が $54 \mu\text{m}/\text{pixel}$ の場合, 相関領域の一辺は 64 pixel (16×16 分割) である. ④では, 対応する二組の画像の相関領域の相互相関関数を計算し, z - x 平面におけるそのピーク値の位置を二組の相関領域のずれ, すなわち相関領域内の粒子群の変位 dx, dz とした. ここで, x 軸は画像の水平方向 (右を正), z 軸は鉛直方向 (下向きを正) を指す. なお, 相関領域の変位 (dx, dz) は z - x 平面で計算された相関値の分布の断面を二次曲線で近似し, 相関値が最大となる位置を内挿することによりサブピクセルの精度で計算した. ただし, 解析に用いたすべてのスナップショットは図 2.1 に示したように, 円筒面を撮影したものであるため, dx は円筒面における実際の変位の正射影であることに注意する. ⑤では, ④で計算した (dx, dz) をスナップショット間隔時間 dt で除し, 適切な空間解像度の値を用いて, 各相関領域のある時刻における瞬間の対流速度 $dx/dt, dz/dt$ を求めることができる. ⑥では, 各相関領域ごとに, ⑤で求めた各瞬間の対流速度を動画撮影時間 5.5 s で時間平均して, 平均速度ベクトル v_x, v_z を求め

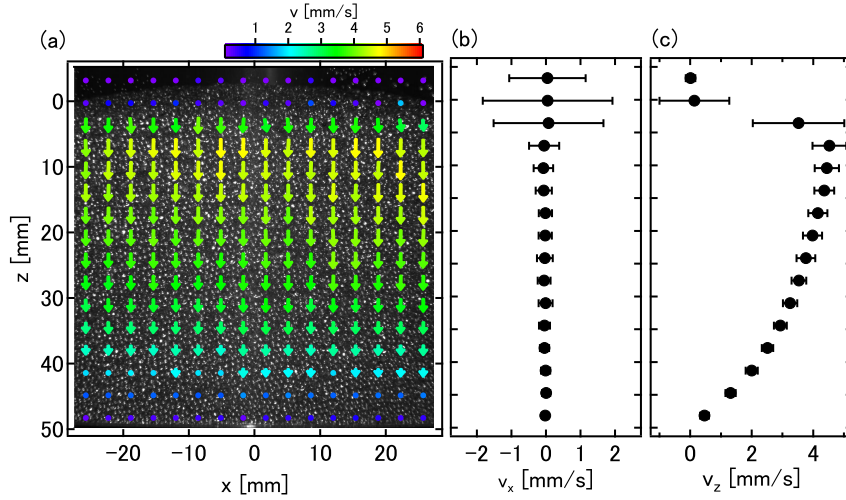


図 2.3 $\Gamma = 4$, $f = 200$ Hz, $d = 0.8$ mm, $H = 50$ mm, $R = 37.5$ mm の時の容器壁面の対流速度構造. (a) 動画撮影時間 5.5 s で平均されたトーラス型対流ロールの容器壁面の流れ場. ドットは 2.0 mm s^{-1} 以下の v を示す. (b)(a) の流れ場より水平方向に平均して得られた水平方向の対流速度 v_x の鉛直プロファイル. (c)(a) の流れ場を水平方向に平均して得られた鉛直方向の対流速度 v_z の鉛直プロファイル.

た. v_x , v_z を合成すると, 図 2.2 の⑥に示されるように, 容器壁面の時間平均された対流速度ベクトル v の流れ場が分かる. 上記の手法で作成した流れ場が, 図 2.3(a), 図 2.4 である. 図 2.2 の①から⑤までの一連の解析は National Instruments 社のプログラミング環境 LabView を使用して独自に実装した. なお, 相互相関関数を計算するための二組のスナップショットは, 常に同じ振動の位相に揃えられている. 例えば, 100 Hz の振動周波数を設定した場合, 0.01 s のスナップショット間隔時間が適用される. もし, 1000 fps の時間解像度で流れ場を計算する (動画を構成する全てのスナップショットを対流速度の計算に使用する) と, 粉体層全体の振動運動が文献 [40] のように計算できる. しかしながら, 本研究ではそのような微視的な振動運動ではなく, 全体的な対流速度に着目する. それ故, 振動の位相を合わせたスナップショットを対流速度計測に用いた.

図 2.3(a) は図 2.2 の⑥に示したベクトルプロットと同じである. 矢印の長さが動画撮影時間で平均された対流速度 v を表し, カラーリングで差異を強調してある. 2.3.1 節に詳しく述べるが, 本研究では, 軸対称の粉体対流 (e.g. 図 2.3) に着目するため, 各対流速度ベクトル v_x , v_z を水平方向に平均した. その時, 対流速度の鉛直成分と水平成分をそ

それぞれ $v_z(z)$, $v_x(z)$ のように z の関数として得ることができる．図 2.3 では，図 2.3(b) と図 2.3(c) がそれぞれ， $v_x(z)$ と $v_z(z)$ を示しており，これらは，図 2.3(a) で示された流れ場から計算した．図 2.3(b) および (c) のエラーバーは時空間的に平均した際の標準偏差を表す． z 軸の正方向は鉛直下向きとし， $z = 0$ は粉体層の表面とした． $x = 0$ はスナップショットにおける容器壁面の中心である．粉体層の表面より上 ($z \leq 0$) では，個々の粒子のサルテーション（跳躍）およびノイズが支配的になっており，測定された速度はランダムであった．

2.3 実験結果と解析

2.3.1 対流速度の構造

本節では，粉体層に生じる対流運動の全体的な構造を調べた結果を述べる．本実験では， f の増加に伴い，対流ロール構造がシングル対流ロールから軸対称なトーラス（ドーナツ状）対流ロールに遷移することを確認した（図 2.5）．シングル対流ロールでは，粉体層の容器壁面付近の局所領域でガラスビーズが上昇し，反対側の容器壁面で下降する．そのため，シングル型対流ロールの流れ場は粉体層全体で循環構造を示す．この循環構造のため，図 2.4(a) のような流れ場の勾配が容器壁面で観察された．ただし，シングル型対流ロールの速度勾配や循環構造の強さは観察する容器壁面の位置に依存する．一方，トーラス型対流ロールでは，ガラスビーズは容器の中央で上昇し，全壁面で一様に下降した．このような軸対称な粉体対流モードの内部構造は核磁気共鳴（Magnetic Resonance Imaging: MRI）を利用して観察されてきた [37, 38]．このような空間的に一様な流れ場を示す対流ロールの例が図 2.4(b) である．図 2.5 は同じシステムサイズ ($d = 0.8$ mm, $H = 50$ mm, $R = 37.5$ mm) の場合の f - Γ 空間における対流ロール構造の相図である．図 2.5 に示されているように， $f \approx 50$ Hz で対流構造の遷移が生じた（図 2.5 のシングル型対流ロールとトーラス型対流ロールの分類は目視により行った．）．このように，本節では，上記の二種類の対流ロール構造を定義した．

本実験では，容器半径 R を変化させても対流ロールモードの変化が見られた．容器半径 R を増やすと，対流ロールがスプリット（分裂）し複数の対流ロールが粉体層に生じた（ここでは二重のトーラス対流ロールが発生したことを指す）．1.2.1 節でも触れたように，シ

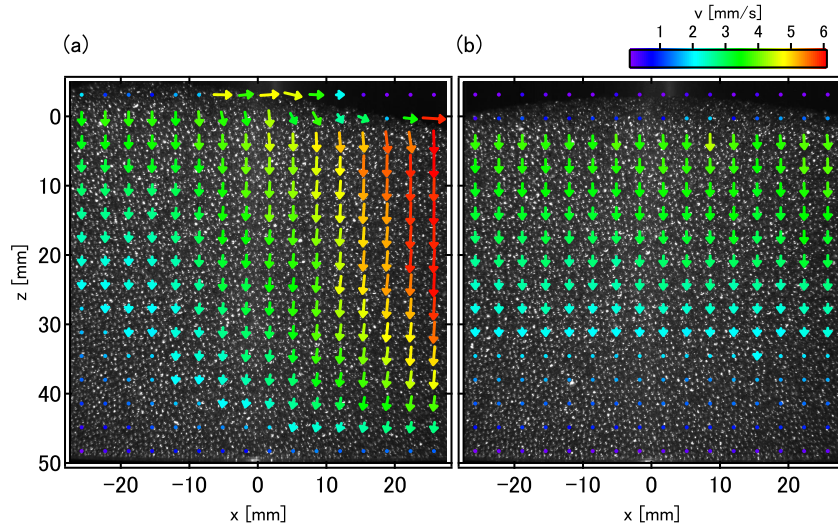


図 2.4 容器壁面の下降流の流れ場 ($d = 0.8$ mm, $H = 50$ mm, $R = 37.5$ mm). (a) $\Gamma = 2$, $f = 50$ Hz. (b) $\Gamma = 2$, $f = 100$ Hz.

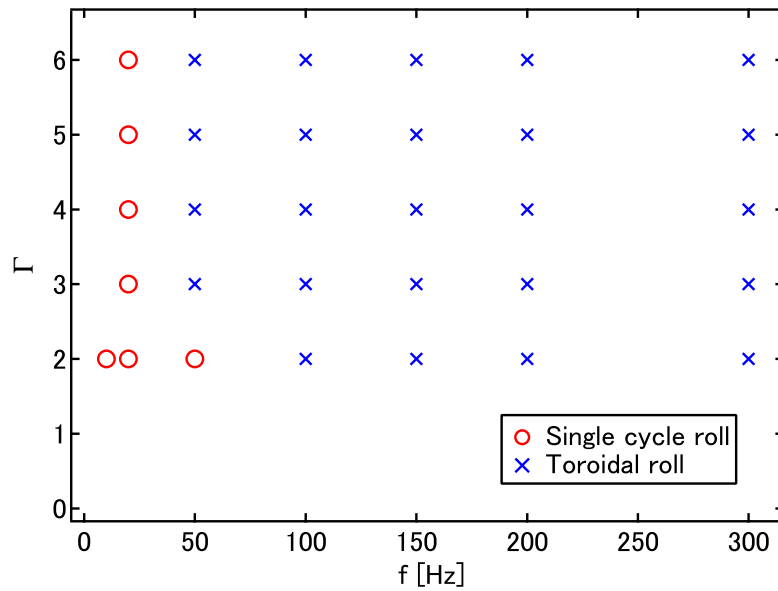


図 2.5 f - Γ 空間におけるシングル対流ロール (○) とトーラス型対流ロール (×) の相図 ($d = 0.8$ mm, $H = 50$ mm, $R = 37.5$ mm). カラーリングの書式は図 2.4 と同じである.

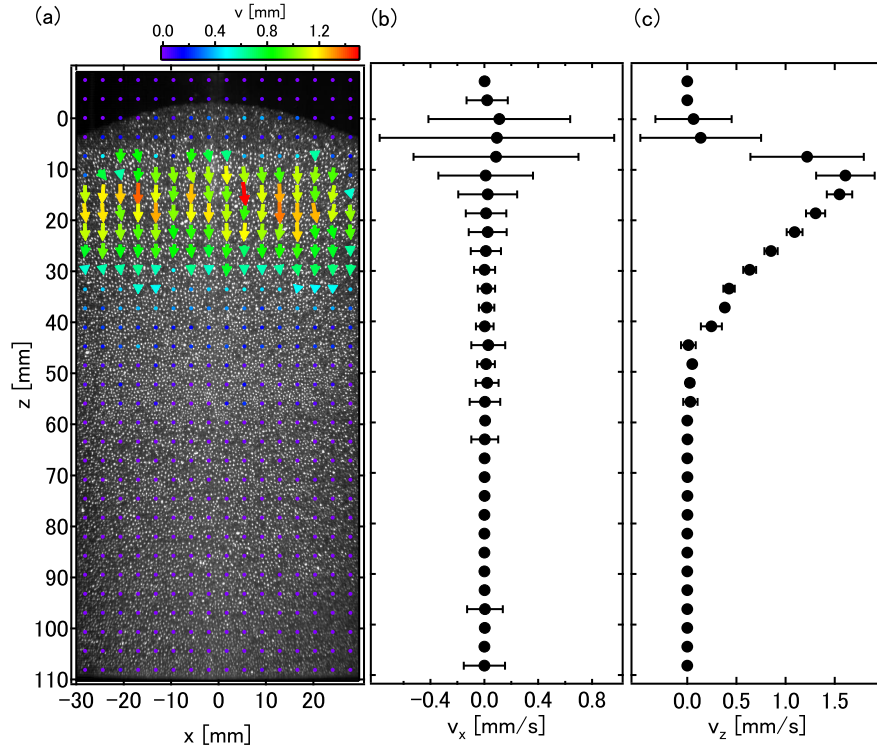


図 2.6 $\Gamma = 2$, $f = 300$ Hz, $d = 0.8$ mm, $H = 110$ mm, $R = 37.5$ mm の時の容器壁面の対流速度構造. (a) トーラス型対流ロールの容器壁面の流れ場. ドットは 0.4 mm s^{-1} 以下の v を示す. (b)(a) の流れ場を水平方向に平均して得られた鉛直方向の対流速度 v_x の鉛直プロファイル. (c)(a) の流れ場を水平方向に平均して得られた鉛直方向の対流速度 v_z の鉛直プロファイル ($z \geq 40$ mm がフローズンゾーン (本文参照)).

ステムサイズの変化に伴う対流ロールのスプリットは文献 [43] でも観察された. 本研究では, 粉体層内部の対流ロール構造を直接観察してない. 一般に, 粉体対流の上昇流が生じている部分の直上の粉体層表面は周囲より高くなっており (heaping), この粉体層表面のヒーピングを観察することで, 対流ロールのスプリットを判断することができる. 本研究では, 対流ロールのスプリットは相対的に薄い粉体層で高い振動周波数 ($R \geq 37.5$ mm, $H \geq 80$ mm, $f \sim 200$ Hz) という限られた条件で発生した.

また, 軸対称なトーラス型対流ロールにおいて層厚 H を厚くすると, フローズンゾーン (frozen zone) が観察された (1.2.1 節). 図 2.6 に本実験でフローズンゾーンが観察された際の容器壁面の流れ場および $v_x(z)$, $v_z(z)$ を示す. 図 2.6(b) に示されているように, 鉛直方向の対流速度 $v_z(z)$ がほぼ 0 となる領域が存在する. フローズンゾーンは先行研

究 [41, 37] でも観察されている．本実験では，相対的に低加振，低振動周波数，厚い層厚 ($\Gamma = 2$, $f = 300$ Hz, $H \geq 80$ mm) という非常に限られた実験条件の場合（観察した軸対称な対流ロールのおよそ一割）にフローズンゾーンが観察された．

2.3.2 対流速度的解析

本節では測定した粉体対流速度的を解析した結果について述べる．粉体対流速度的のスケールリング関係を得るために，軸対称なトーラス型対流ロールの代表対流速度的を定義する．すでに述べたように，非軸対称なシングル型対流ロールは粉体層全体で循環構造を示すため容器壁面の流れ場は x 軸方向， z 軸方向ともに空間的に不均質となる（図 2.4(a)）．本実験で，シングル型対流ロールの観察される容器壁面の流れ場はカメラの設置する位置に依存し，ガラスビーズ上昇流の発生位置は同じ実験条件でも確率的に決まっているようだった．このような状況で，測定した流れ場から代表対流速度的を抽出することは困難である．一方で，トーラス型対流ロールは軸対称な構造を持つため，その容器壁面の流れ場は図 2.3(a)，図 2.4(b)，2.6(a) にみられるように， x 軸方向に関して空間的に一様であった．加えて，トーラス型対流ロールの v_x は全ての z に関してほとんど 0 であった（図 2.3(b)）．一方， z に対する v_z は全実験条件を統一的に説明できる実験式を得ることはできなかったが， v_z は基本的に z の減少関数であった（図 2.3(c)）．そこで本研究では，軸対称なトーラス型対流ロールの流れ場を水平方向に平均した $v_z(z)$ プロファイル（例えば，図 2.3(c)，2.6(c)）から得られる最大値 $v_{z\max}$ をある実験条件における代表対流速度的として定義した．文献 [39] でも，鉛直振動によって発生した粉体対流速度的が調べられ，本研究と定性的によく似た速度プロファイルが得られた．そして，本研究と同様に，粉体対流速度的の挙動を特徴づけるために対流速度的の鉛直プロファイルから定義された最大対流速度的を代表対流速度的として使用している．また，本章の冒頭で述べたように，本実験で得られた粉体対流速度的の挙動は，次章でレゴリス対流による表面更新を議論するために利用することを考えているから，粉体層の表面付近の最大値を今後の解析に使用する．すなわち，時空間的に平均された $v_{z\max}$ を測定された流れ場を特徴づけるための代表対流速度的としてスケールリング解析に使用する．

次に， v_z の時間定常性を確認する．すでに述べたように，容器壁面の対流速度的の空間構造は x 軸方向に関して一様であった．この時，対流速度的の時間変動はどのようになって

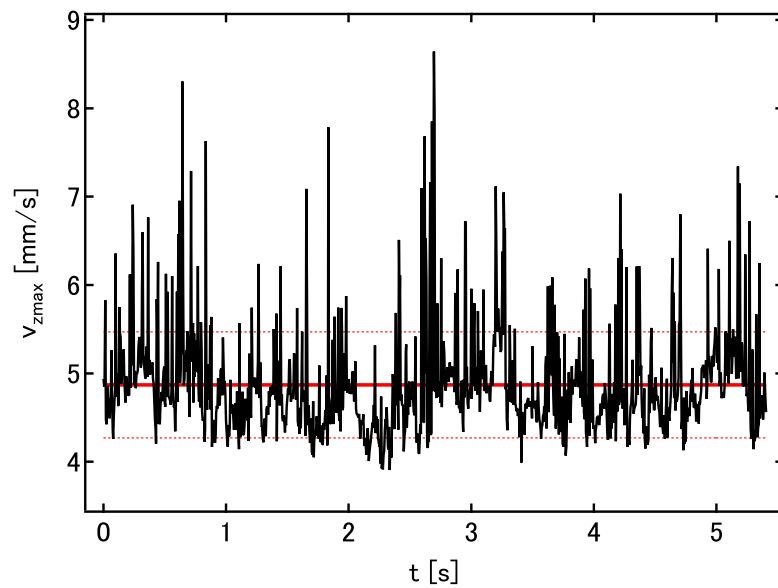


図 2.7 $\Gamma = 4$, $f = 200 \text{ Hz}$, $d = 0.8 \text{ mm}$, $H = 50 \text{ mm}$, $R = 37.5 \text{ mm}$ における $v_{z\text{max}}$ の時間変化 (赤い実線は平均値 $v_{z\text{max}} = 4.9 \text{ mm s}^{-1}$, 赤い点線はその標準偏差 ($\pm 0.6 \text{ mm s}^{-1}$) を示す).

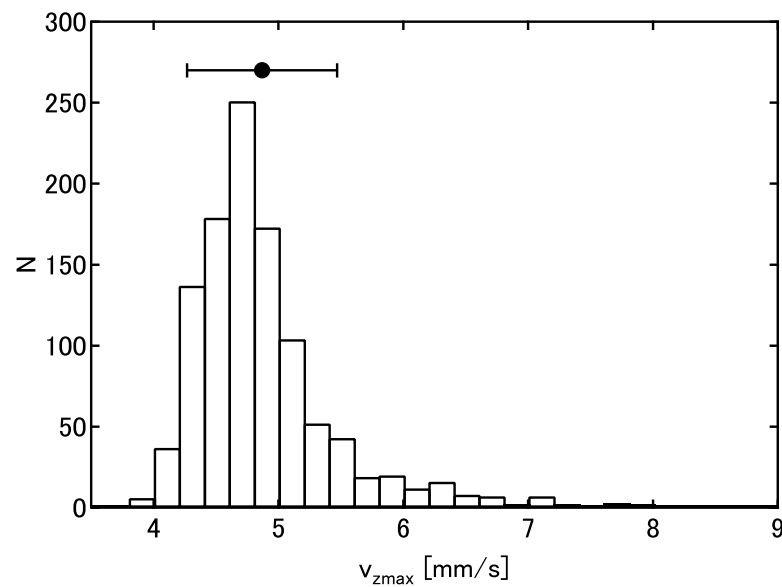


図 2.8 図 2.7 のデータより作成された $v_{z\text{max}}$ のヒストグラム ($v_{z\text{max}}$ のビンサイズは 0.2 mm s^{-1} であり, ● とエラーバーは, それぞれ図 2.7 の平均値と標準偏差 ($4.9 \pm 0.6 \text{ mm s}^{-1}$) を表す).

いるだろうか？図 2.7 は、図 2.3 と同じ実験条件の時の v_{zmax} の時間変化 $v_{\text{zmax}}(t)$ を示す（動画撮影開始を $t = 0 \text{ s}$ とし、その後 $5.0 \times 10^{-3} \text{ s}$ 毎に計測された v_{zmax} がプロットされている）。図 2.7 では、図 2.3(c) より得られる $v_{\text{zmax}} = 4.9 \text{ mm s}^{-1}$ （図 2.7 の赤の実線）とその標準偏差 0.6 mm s^{-1} （図 2.7 の赤の破線）を超える間欠的な $v_{\text{zmax}}(t)$ のスパイクがみられる。この間欠的なスパイクの性質を調べるために、図 2.8 に、図 2.7 のデータより得られた v_{zmax} の分布 $N(v_{\text{zmax}})$ を示した。ここで、 $N(v_{\text{zmax}})$ は $(v_{\text{zmax}}, v_{\text{zmax}} + dv_{\text{zmax}})$ の範囲の v_{zmax} の数を示し、 $dv_{\text{zmax}} = 0.2 \text{ mm s}^{-1}$ とした。この分布において、大きな v_{zmax} の領域に、わずかに非対称なテールを観察できる。このような v_{zmax} の分布が持つ非ガウス性は大変面白い物理が存在し、ガラスビーズとアクリル容器壁面の間の複雑な摩擦の効果に原因があるかもしれない。しかし、図 2.8 に示される分布は、 $v_{\text{zmax}} \simeq 4.7 \text{ mm s}^{-1}$ の周りに明らかなピークを持ち、このピーク値は図 2.8 の全データの平均値と標準偏差（図 2.8 の ● とエラーバー）の範囲内にあるため、本研究では、この非対称性を無視して（ v_{zmax} のエラーバーにすべて含めて）対流速度のスケーリング解析を行う。今後、粉体対流現象の基礎物理を明らかにするために、さらに詳細な v_{zmax} の分布や時間相関などを調べる必要がある。

2.3.3 対流速度のスケーリング

最後に本節では、前節で定義した代表対流速度 v_{zmax} と実験パラメーターで構成される無次元数のスケーリング解析を行う。スケーリング解析の第一段階として、本研究では、粉体層の幾何条件を $d = 0.8 \text{ mm}$, $H = 50 \text{ mm}$, $R = 37.5 \text{ mm}$ に固定した際の振動条件（ f と Γ ）依存性に着目する。ここで、後に（2.4.2 節） v_{zmax} と g 関係を議論するために、 v_{zmax} を重力と粒子径が作る特徴速度 \sqrt{gd} を用いて規格化しておく。

$$v_{\text{zmax}}^* = v_{\text{zmax}} / \sqrt{gd}. \quad (2.1)$$

図 2.9 に、様々な f に関する Γ と v_{zmax}^* の関係を示す。全ての v_{zmax}^* のデータは Γ の増加関数である。式 (1.1) より Γ は f を含む無次元数であるにも関わらず、図 2.9 では、 f の依存性が十分にスケールされているといえない。もし、 Γ が v_{zmax}^* の挙動をより適切にスケールする無次元数であるならば、図 2.9 中の全てのデータ点は、あるマスターカーブ上にプロットされるはずである（これを all data collapse という）。よって、図 2.9 に

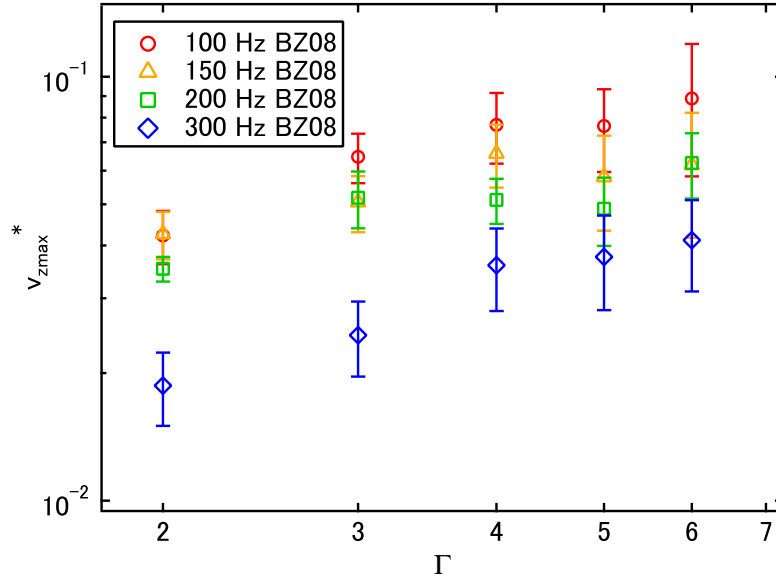


図 2.9 Γ に対する $v_{zmax}^* (= v_{zmax}/\sqrt{gd})$ のスケーリング. 全てのシンボルが $d = 0.8 \text{ mm}$, $H = 50 \text{ mm}$, $R = 37.5 \text{ mm}$ の時の粉体対流層のデータを示す.

ロットされているデータ点はデータコラプスしていると言えない. なお, 文献 [39] では, 粒子径で規格化された粉体層厚と規格化した対流速の積が Γ によってスケールされることを報告しているが, その実験結果から対流速と Γ の間に成り立つ具体的なスケーリング関係の表式は得られてない.

本研究では, 最終的に, シェイキングパラメーター $S = \Gamma A_0/d$ が v_{zmax}^* をスケールするためにより適切な無次元数であることを明らかにした. v_{zmax}^* と S のスケーリングのプロットを, 図 2.10 に示した. v_{zmax}^* のデータは S を用いて,

$$v_{zmax}^* \sim S^\alpha, \quad (2.2)$$

のように, べき乗測の形式で表すことができる. ここで $\alpha = 0.31$ は図 2.10 に示されたデータのみをフィッティングした際に得られたべき数であり, 図 2.10 の破線の傾きに相当する. 図 2.10 の実線の傾きは $\alpha = 0.47$ に相当し, 図 2.10 に示した v_{zmax}^* のデータだけでなく, 様々なシステムサイズのデータも含めた全データのスケーリング関係 (図 2.12 および式 (2.4)) における S のべき数を表す. 1.2.1 節の式 (1.2) で定義されているように, S は振動と重力がつくる速度バランスの二乗で表される. それ故, 実験の誤差も考えて, $\alpha \sim 0.5$ とみなすと, $v_{zmax}/v_{grav} \sim v_{vib}/v_{grav}$ であるから v_{zmax} は v_{vib} でスケールされるとい

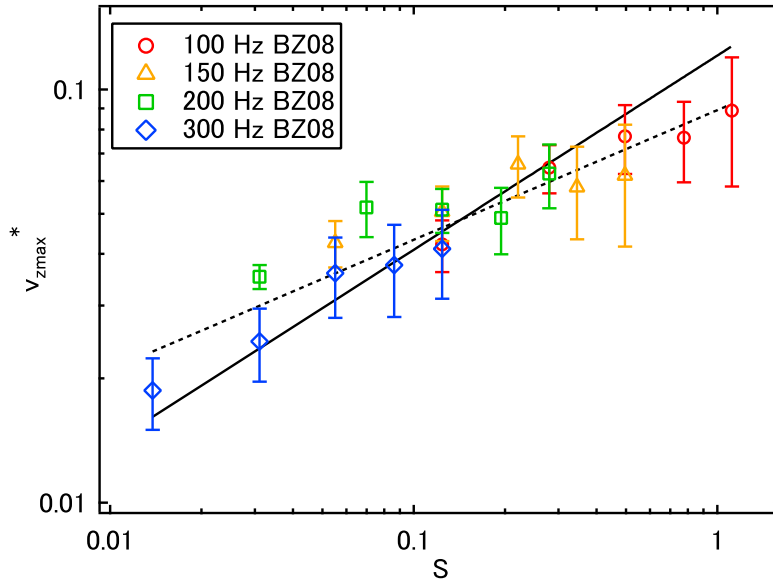


図 2.10 S に対する $v_{zmax}^*(=v_{zmax}/\sqrt{gd})$ のスケーリング．全てのシンボルが $d = 0.8$ mm, $H = 50$ mm, $R = 37.5$ mm の時の粉体対流層のデータを示す．シンボルの形や色は図 2.9 と同じである．

える．

なお、図 2.9 および 2.10 にプロットされたデータ点の実験条件と測定された v_{zmax} は付録の表 A.1.1 に掲載した．

本研究では、文献 [47, 48] と比べて厚い粉体層かつ弱い加振（本実験の S のパラメータレンジ $O(10^{-2}) - O(10^0)$ （付録の図 A.1.1）に対して、文献 [47, 48] は $S \simeq O(10^1)$ ）であっても、 v_{zmax}^* のスケーリング解析に S が有効であることを示した．文献 [47, 48] と本研究では、対象とする現象は異なるが、それでも、本研究の結果は、強く加振された浅い粉体層だけでなく弱く加振された厚い粉体層の挙動を特徴づける際に S が有効な無次元数であることを示唆している．

対流速度のスケーリング解析の第二段階として、 v_{zmax}^* のシステムサイズ（対流ロールサイズ）の依存性を調べるために、幾何的なパラメーターである層厚 H 、容器半径 R を変化した．図 2.11 に、三種類の振動条件 $(\Gamma, f) = (6, 100 \text{ Hz}), (4, 200 \text{ Hz}), (2, 300 \text{ Hz})$ において、それぞれ R/H に対する v_{zmax}^* を示す．また、この時の詳細な実験条件と測定された v_{zmax} は付録の表 A.1.2 に掲載した．いくつかの R/H の時、図 2.4(a) と同様の容器壁

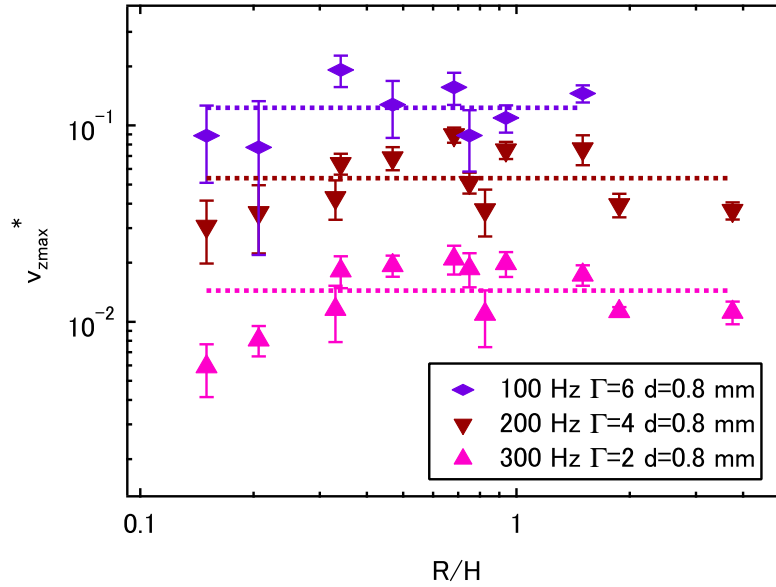


図 2.11 粉体層断面のアスペクト比 (R/H) に対する v_{zmax}^* の依存性 (点線は各振動条件 (凡例を参照) における v_{zmax}^* の平均値を表す. また, 非軸対称な対流ロールの v_{zmax}^* は除かれている.).

面の流れ場が観察された. すなわち, 数は少ないが, R/H を変化させるとシングル型対流ロールが発生する場合がある. すでに述べたように, このような非軸対称な対流ロールの容器壁面の流れ場は非一様であるため, この対流モードにおける代表対流速度は極端に大きな分散を示す. 本研究では, 代表対流速度の解析は水平方向に一様な流れ場を持つ対流ロール構造に制限しているため, R/H を変化させてシングル型対流ロールを示した場合の v_{zmax}^* のデータは対流速度スケージングの解析から除いた (図 2.11 はトーラス型対流ロールの v_{zmax}^* のみをプロットしてある). 図 2.11 に示したように, v_{zmax}^* の値は振動条件 (Γ と f) に依存するが, R/H にはほとんど依存しない. この関係は単純に $v_{zmax}^* \sim (R/H)^0$ と表現することができる. これは v_{zmax}^* が R と H の両方で等しくスケールできることを示唆する. この時, 幾何的なパラメーターの数を減らすことができる. すなわち, R と H は一つのパラメーターに統一することができる. それ故, システムサイズに関する無次元パラメーター L を粒子直径 d を用いて以下のように導入する.

$$L = \frac{\sqrt{RH}}{d}. \quad (2.3)$$

式 (2.3) で定義される無次元システムサイズ L の有効性を証明するために, R や H だけ

でなく、 $v_{z\max}^*$ の d 依存性も確認する必要がある．この目的のため、粉体層のアスペクト比を固定し ($R = 37.5$ mm と $H = 50$ mm), $d = 0.4$ mm (BZ04), $d = 2$ mm (BZ2) のガラスビーズを使用して $v_{z\max}$ を測定した．この時の詳細な実験条件と測定された $v_{z\max}$ は付録の表 A.1.3 に掲載した．BZ04 の $v_{z\max}^*$ は BZ08 の $v_{z\max}^*$ と同じオーダーであったが、BZ2 の $v_{z\max}^*$ は同じ振動条件の時の BZ08 の $v_{z\max}^*$ よりおよそ一桁小さい．これは、対流運動を妨げるガラスビーズ粒子の結晶化に原因があると考えられる．ここで、結晶化とは構成粒子が秩序構造を作り固化することを示す．図 2.12 中の 2 つの BZ2 のデータ点では、容器壁面で構成粒子の部分的な結晶化が観察された．加えて、BZ2 の粉体層が $\Gamma \geq 3$ で加振されると、次第に層全体が結晶化し、定常的な対流運動は観察できなかった．結晶化は、相対的に d が大きくかつサイズ分散の小さい球形粒子を使用する場合に、避けることができない．BZ2 のデータ点の数は最終的に対流速のスケーリング形式を議論する際には十分でないかもしれないが、定性的には、対流速は d の減少関数となることが確認できた．

スケーリング解析の最終段階として、これまでに定義した無次元数の $v_{z\max}^*$, S , L の間に成り立つであろうスケーリング関係を求める．本研究では、小惑星スケールで生じるレゴリス対流について議論することも目指している（次章）ため、スケーリング形式はコントロールパラメーター S , L のべき乗則で表されることが望ましい．べき乗則はスケール不変性という性質を持つため、地上実験の粉体対流と小惑星表層レゴリス対流のように重力加速度や粒子径といった物理量のスケールが異なる現象を扱う際に役に立つ．それ故、実験で得られた全ての対流速のデータを表す関数形を、以下のように仮定する．

$$v_{z\max}^* = C_0 S^\alpha L^\beta. \quad (2.4)$$

α と β の値は、 $0 \leq \alpha \leq 2$ と $0 \leq \beta \leq 2$ の範囲で最小二乗法によるパラメーターサーチを行って決定した．得られた値は、 $\alpha = 0.47$ と $\beta = 0.82$ である．また、式 (2.4) の係数 C_0 は $C_0 = 3.6 \times 10^{-3}$ と計算された．全データのスケーリングを図 2.12 に示す．図 2.12 の実線が $\alpha = 0.47$ と $\beta = 0.82$ の時の式 (2.4) を表し、最小二乗法によるフィッティングは各データ点の標準偏差の重み付きで計算した．図 2.12 から、 $v_{z\max}^*$ のデータは基本的に $S^\alpha L^\beta$ によってスケールされることが分かる．図 2.10 で相当するスケーリング ($v_{z\max}^* \sim S^{0.47}$) も実線としてプロットされている．図 2.12 中の左下の二つのデータ点が式 (2.4) を表す

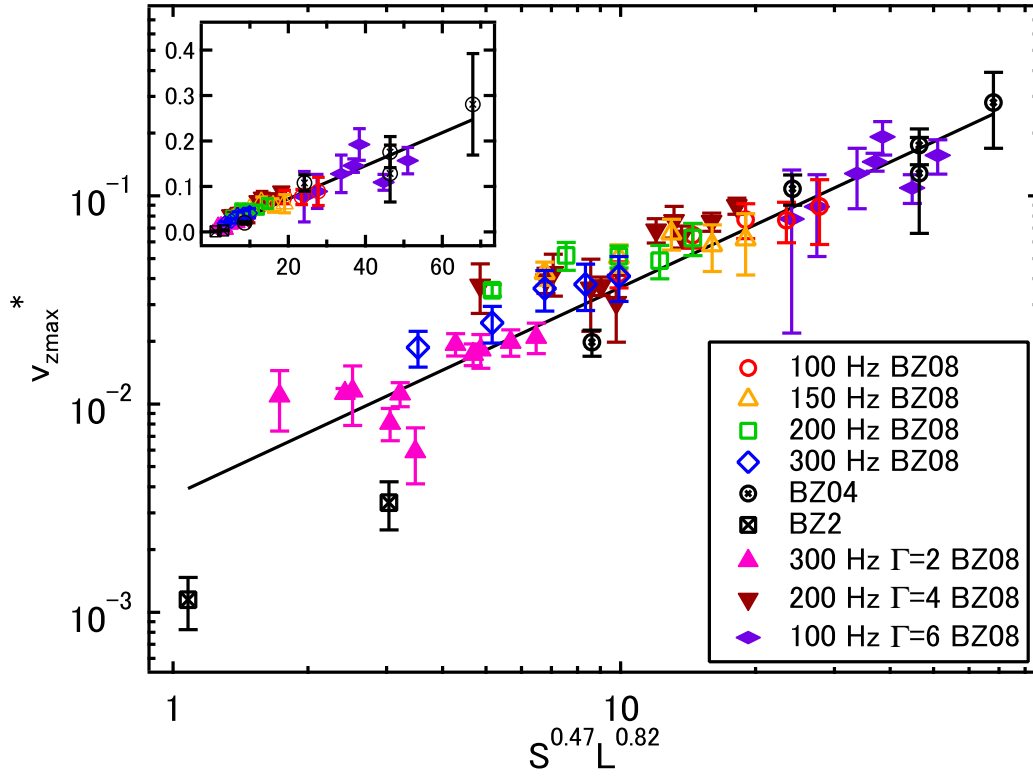


図 2.12 S と L に対する $v_{zmax}^* (= v_{zmax} / \sqrt{gd})$ のスケーリング．実線はフィッティングライン $v_{zmax}^* = 3.6 \times 10^{-3} S^{0.47} L^{0.82}$ (式 (2.4)) を示す．挿入図は線形軸にプロットした v_{zmax}^* のデータを示す．

実線からかなり離れている．この二点が相対的に粒子直径の大きなガラスビーズ（BZ2, $d = 2.0$ mm）の v_{zmax}^* に相当し，結晶化の影響により他のガラスビーズに比べ対流速度が遅くなり，スケーリングラインから離れてプロットされたと考えられる．したがって，結晶化が起こらない限り，本研究の実験で得られた粉体対流速度のデータは式 (2.4) で表されるスケーリング形式で説明できると考える．

図 2.12 にプロットされているすべてのデータ点の実験条件と測定された代表対流速度 v_{zmax}^* は付録の表 A.1.1, A.1.2, A.1.3 に掲載した．また，その $S - L$ パラメーター空間における分布も付録の図 A.1.1 に示した．

α と β の決定精度を評価するために， $0 \leq \alpha \leq 2$ と $0 \leq \beta \leq 2$ の範囲で α と β の値に対する残差の等値線図を図 2.13 に示した． α と β の決定精度は残差のレベルに依存するが，図 2.13(b) と (c) より， β の決定精度は α より悪いことが分かる．

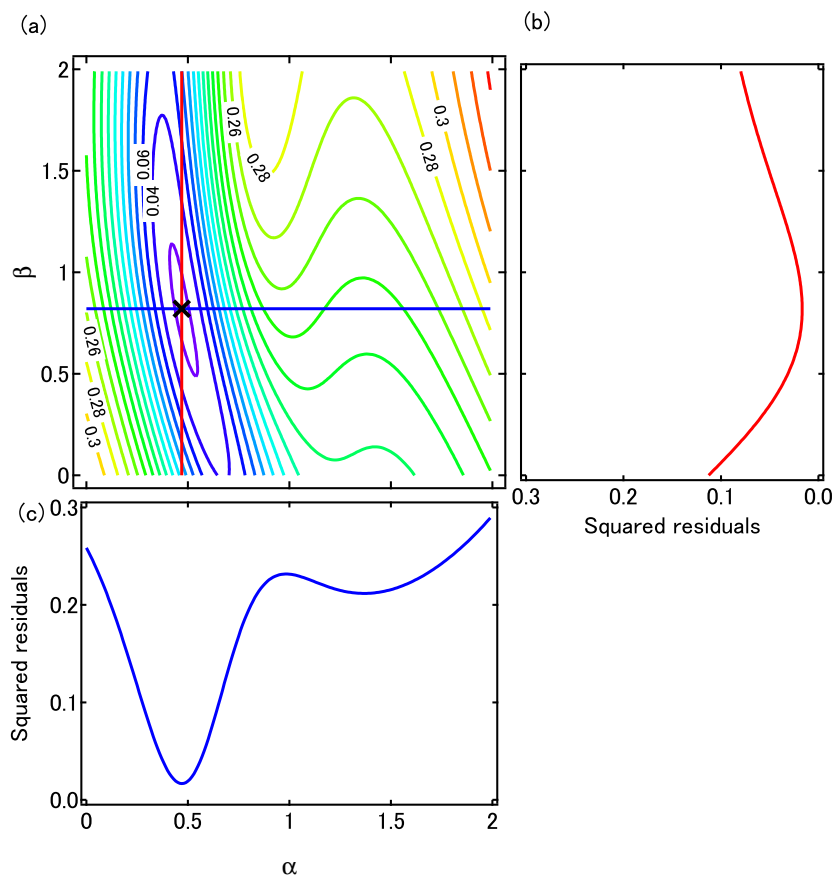


図 2.13 (a) α - β 空間における残差二乗和の等値線図. (b)(a) $\alpha = 0.47$ における β の断面, (c) $\beta = 0.82$ における α の断面.

2.4 議論

2.4.1 粉体対流速度スケーリングの物理的考察

本研究で得られたスケーリング関係 (式 (2.4)) には含まれていないが, 粉体対流速度に影響を与えるパラメーター (ミッシングパラメーター) がいくらか存在するかもしれない. 例えば, ガラスビーズの密度である. 式 (2.4) は密度依存性を含まない運動学的なスケーリングであるが, 慣性の効果を含んだ動学的スケーリングを理解するために, 密度依存性を明らかにする必要がある [60]. しかし, ガラスビーズの密度 ($2.5 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$) は実際のレゴリス粒子の密度 ($3.4 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$ [13]) に近いから, これはそれほど重要な

ことではないかもしれない。もう一つのミッシングパラメーターの例は、粒子間に働く凝集力 (cohesive force) である。小惑星表面のような超高真空かつ微小重力環境下では、粒子間に働く引力と重力が同程度となるため、粒子の凝集作用が強くなり [61]、粉体対流のような連続的な粒子の再配列を阻害する要因となるかもしれない。しかしながら、本実験では粒子の凝集性を変えてないため、凝集作用の影響を確かめることは困難である。少なくとも本研究の実験環境では、凝集力は重力よりずっと小さいと考えられるので無視できる。また、間隙空気の粘性や静電気力も本実験では考慮していない。間隙空気の粘性に関して、その影響は $d = 0.4 \text{ mm}$ 以上の粒子を使う限り無視できる ([62] の Supplementary Information または [55])。一方で、本実験では、数は非常に少ないながらも静電的な効果により容器壁面に付着したガラスビーズも観察された。実際のところ、静電的な効果は対流に対して、わずかに影響を与える可能性がある。しかし、その効果は重力の効果よりずっと小さため [63]、本研究では、重力の方が対流速度にオーダーの規模で影響を与えていると考えている。

最も粉体対流現象に影響を与えるミッシングパラメーターは摩擦である。摩擦の存在は、図 2.7 に示した間欠的に現れる対流速度の揺らぎの原因である可能性が高い。それ故、摩擦は代表対流速度に影響を与える可能性がある。摩擦が対流速度に与える影響の程度は構成粒子の形状と密接に関係する。明らかに、実際のレゴリス粒子の形状は不規則であり、その表面は粗い。予備的な実験ではあるが、粗い表面形状を持つ砂粒子の粉体対流速度を測定したところ、砂粒子の $v_{z\max}$ は滑らかな表面形状を持つガラスビーズのそれと比べるとかなり減少することを確認した (砂粒子を使用した粉体対流の予備的な実験の結果については、付録 A.2 を参照)。一方で、複数の先行研究では、摩擦によって対流速度が早くなる可能性があると報告している [64, 65]。これらの先行研究では、粒子 - 壁摩擦が粉体対流発生トリガーとなる可能性を指摘している。本研究ではこうした摩擦の影響は全て、スケーリングのフィッティングパラメーターである C_0 , α , β に含めるという立場を取る。将来の重要な課題として、現実のレゴリス対流に近づけるために摩擦の効果を考慮した対流速度スケーリング関係を調べる必要がある。

本実験において、容器壁という境界条件は粉体対流発生トリガーである可能性が高い。すでに述べたように (2.3.1 節), f , R , H が変わると、粉体対流ロールの構造は自発的に変化する。この事実は、粉体対流ロールには固有の長さスケールが存在することを示

唆する．一方で，本実験では容器壁面における粉体対流の流れ場を観察しているから，スプリット（二重）対流ロールが観察できる状況であっても，境界条件（容器壁）の存在は対流速度スケール関係に影響を与える可能性がある．さらに，容器形状や間隙空気といった実験条件が対流ロール構造に影響を与える可能性がある [44, 66, 43]．これらの先行研究でも，粒子 - 壁相互作用は重要な要素である．微小重力実験を含め，通常の粉体実験において容器壁の影響を完全に取り除くことは極めて困難であるが，実際の小惑星は自己重力だけで自身の形状を維持している．そのような天体の内部に，容器壁に相当するものは存在するのであろうか？例えば，小惑星の内部に非常に不均質な構造（例えば密度不均質や粒径不均質等）を仮定すれば，それは実効的な壁の役割を果たし，レゴリス対流の引き金となり得るかもしれない．摩擦特性の空間的な勾配も実効的な壁の役割を果たすかもしれない．そのような不均質構造は，ラブルパイル小惑星（例えば，小惑星イトカワ）のような母天体の破碎と破片集積という形成過程を考慮すると，小惑星内部にも存在する可能性は十分にある．本研究では，実際の小惑星レゴリス層における粉体対流のトリガーに関しては上記の立場を取る．

対流速度プロファイル $v_z(z)$ の構造は粉体物理と惑星科学の両方にとって有益な情報となるかもしれない．先行研究では，対流速度は深くなるにつれ急激に（指数関数的に）減少すると報告されている [41, 37]．このフローズンゾーン（*frozen zone*）と呼ばれる特別な領域が現実の小惑星レゴリス層に発生する粉体対流でも生じると仮定すると，対流運動によるレゴリス移動は浅い領域でのみ生じる．本実験では，フローズンゾーンの存在を示す対流速度プロファイルは非常に少なかった（2.3.1 節でも触れたが， $v_{z\max}$ を定義した軸対称対流ロールのおよそ一割である）．対流速度は粉体層の底面に近づくにつれ，典型的には図 2.3(c) にのように穏やかに減少する．それ故，対流速度は非自明なべき数 $\beta = 0.82$ を持つ L によってスケールされる．もし，フローズンゾーンがはっきりと観察されれば，対流速度はある H で頭打ちになるはずであり，べき乗則だけの関係式で表現することはできない．本研究では，粉体対流速度を特徴づけるために，軸対称となる対流モードとその最大対流速度 $v_{z\max}$ に着目した．詳細な $v_z(z)$ の解析は粉体対流の動力学を解明するために重要であり，小惑星で生じるレゴリス対流の深さの考察につながる可能性がある．

2.4.2 粉体対流速度の次元解析

これまで，系統的に行われた実験の結果に基づいて，粉体対流速度のスケーリング形式を導いた．本節では，本研究で得られたスケーリング則と先行研究で得られている対流速度と振動・重力のパラメーター依存性を比較しその妥当性を議論する．

式 (2.4) は， S ， L の定義式である式 (1.2)，(2.3) を用いて以下のように変形できる．

$$v_{z\max} \sim \left(\sqrt{gd}\right)^{1-2\alpha} (2\pi A_0 f)^{2\alpha} \left(\frac{\sqrt{RH}}{d}\right)^\beta. \quad (2.5)$$

式 (2.5) より，代表対流速度 $v_{z\max}$ は 2 つの特徴的な速度，重力が作る特徴速度 \sqrt{gd} と最大振動速度 $2\pi A_0 f$ のべき乗の積という形式で表現される．加えて，無次元システムサイズも最終項 \sqrt{RH}/d という形でスケールされる．

式 (2.5) のスケーリング形式は文献 [35] の結果と整合的である．文献 [35] では，粉体対流速度は最大振動速度 $2\pi A_0 f$ に比例することが示された．加えて， Γ ではなく $2\pi A_0 f$ がより適切に対流速度をスケールできるパラメーターであると報告された．式 (2.5) では， $\alpha = 0.47$ より代表対流速度と最大振動速度は $v_{z\max} \propto (2\pi A_0 f)^{0.94}$ という関係にある，すなわち，代表対流速度は最大振動速度にほぼ比例することが分かる．したがって，本実験結果と文献 [35] の実験結果はよく一致する．一方，文献 [35] では， $\Gamma < 1$ の領域で粉体対流が発生する臨界最大振動速度が存在することが報告されている ([35] の Fig. 5)．図 1.8 ([35] の Fig. 4) の横軸の切片として示されるこの臨界最大振動速度は，おそらく粉体対流の発生規準に相当すると考えられる．もし，臨界最大振動速度が存在するならば，本研究で使用されたスケーリングパラメータ S にもその影響が表れるはずである (S は最大振動速度と重力が作る特徴速度のバランス)．しかしながら，本研究のスケーリング解析 (図 2.12) では，文献 [35] で観察された粉体対流の発生基準は確認できなかった．文献 [35] で報告された臨界最大振動速度の値は，彼らの実験系に固有の値かもしれない (例えば，文献 [35] で使用されたマスタードの種子の真密度は本研究で使用したガラスビーズの 1/3 程度である)．本研究では，文献 [35] で示された粉体対流の発生基準 (図 1.8 の横軸の切片) より小さな最大振動速度でも粉体対流が発生した．もちろん，本研究の実験系でも臨界最大振動速度の存在は，今のところ否定できない (さらに小さな $2\pi A_0 f$ の領域に存在するかもしれない)．そもそも本研究では，対流速度と振動・重力の間に成り立

つスケール不変なべき乗則の関係を得ることが目的であるから、一般に粉体対流の発生する $\Gamma > 1$ のパラメーター領域における対流速度を調べた。次章でレゴリス対流による表面更新のタイムスケールを見積もる際も粉体対流の発生条件 $\Gamma > 1$ を仮定するが、今後は $\Gamma \sim 1$ における粉体対流速度を改めて調べる必要がある。

本実験で、得られたスケーリングのシステムサイズの依存性には制限があることに注意する必要がある。式 (2.4) より、 $L = \sqrt{RH}/d$ が大きくなった時、 $v_{z\max}$ の値は非常に大きくなる。これは、非常に大きな \sqrt{RH} または小さな d の場合に相当する。つまり、 $\sqrt{RH} \rightarrow \infty$ または $d \rightarrow 0$ の場合、 $v_{z\max}$ は発散する。しかし、そのような $v_{z\max}$ の発散は現実の粉体対流では生じない。また、対流ロールサイズは無限に大きくなることはできない。実際に、スプリットした対流ロールが、本実験でも限られた条件（非常に薄い粉体層かつ高い f ）で観察された。この予備的な観察は、対流ロールサイズの最大値として定義される固有の長さスケールが存在する可能性を示している。本実験では、実験系サイズが制限されていたため、対流ロールの固有の長さスケールと振動条件や幾何条件の関係を系統的に調べることはできなかった。一方、小さな d の領域では、粒子間の凝集力が支配的になる。そのため、上記のスケーリング形式は、そのような状況に適用できない。将来的には、実験系のサイズを拡張し、対流速度と粉体層サイズとの依存性を調べる必要がある。また、 d の小さい領域を調べるためには、容器内を減圧して間隙空気の粘性を除去した状態で粉体対流実験を行う必要がある。

2.4.3 粉体対流速度に対する重力依存性

最後に、本研究で得られた対流速度のスケーリング関係（式 (2.4)）と対流速度と g 依存性を調べた先行研究 [49, 50, 51] を比較し、式 (2.4) より予想される $v_{z\max}$ の g 依存性を議論する。文献 [50] では、粉体対流によって駆動される BNE のイントゥルーダー粒子の上昇速度 v_{rise} と g の依存関係がパラボリックフライト実験によって調べられた（1.2.2 節の図 1.9）。取得されたデータ点の数は限られるが、それでも $v_{\text{rise}} \propto g$ という関係が得られた。この関係は、 $\Gamma = \text{constant}$ の条件の下に得られた（図 1.9 では $\Gamma = 1.9$ における v_{rise} がプロットされている）。したがって、文献 [50] と本研究で得られた結果を比較するために、式 (2.4) は式 (1.2), (2.3) だけでなく式 (1.1) も用いて以下のように Γ を独立変数とす

る形に変形する必要がある．

$$v_{\text{zmax}} \sim \left(\sqrt{gd} \right)^{1-2\alpha} \left(\frac{\Gamma g}{2\pi f} \right)^{2\alpha} \left(\frac{\sqrt{RH}}{d} \right)^{\beta}. \quad (2.6)$$

式 (2.6) によると， v_{zmax} は， $v_{\text{zmax}} \propto g^{(2\alpha+1)/2}$ のように g に依存する．べき数の値 $(2\alpha + 1)/2 = 0.97$ はほぼ 1 である．これは，文献 [50] の結果と整合的であるといえる．一方で，本研究で得られた， v_{zmax} の g に対するべき依存性は文献 [49] ($v_{\text{rise}} \propto g^{0.42}$) や [51] ($v_{\text{rise}} \propto g^{0.42}$) に比べると強い．しかし，対流速度と g の間に正の相関関係が成り立つ点では一致している．

文献 [53] では，弱重力の状況では対流速度はほとんどゼロとなり，強重力下の対流速度は大きくなることを報告した．文献 [53] では，重力は粉体層中の構成粒子の間に硬いネットワークを作るために重要な役割を果たすと主張された．そのような粒子同士のネットワークは粉体層に加わる剪断応力を粒子の対流運動の駆動力へと変換するために必要不可欠である．微小重力下では粒子間のネットワークが極めて弱くなるため上記のような結果が得られたと考察されている．1.2.2 節でも触れたように，文献 [52, 53, 54] では，鉛直振動ではなくシアによって生じた粉体対流速度が調べられているため，本研究の結果と直接比較することは難しい．それでも，粉体層の対流運動の速度と異なる重力加速度の間の関係性は定性的には一致しているといえる．

本研究で得られた，粉体対流速度のスケーリング形式は，直接 g を変化させて得られたものではないが，それでも，2.4.2 節における考察も含めて，多くの類似の先行研究の結果と整合的であった．また，本研究で得られたスケーリング形式は，振動条件やシステムサイズのような様々なパラメーターの依存性を包括的に表している．それ故，その表式（式 (2.6)）は，小惑星スケールのレゴリス対流のタイムスケールを推定する際に大変役に立つ．式 (2.6)，衝突励起振動モデル [17, 18, 28] を組み合わせることによって，様々なサイズの惑星における粉体対流速度を推定することができる．その時， \sqrt{RH}/d の値は v_{zmax} の推定に影響を与えるが，まだ不定性を持つからその推定には注意が必要である．それでも，小惑星に衝突する天体の個数分布と頻度 [21] を仮定するによって，微小重力における小惑星の表面年代（レゴリス対流による表面更新のタイムスケール）を推定することが可能となる．小惑星イトカワやエロスに対するそのような推定は，本実験で得られたスケーリングの重要な応用である．このトピックについては次の第3章で述べる．

第 3 章

レゴリス対流による小惑星表面更新のタイムスケールの推定

3.1 目的

本章では、1.3 節で述べた研究目的を達成するためのレゴリス対流による小惑星表面更新仮定のモデル化（段階 (II)）とモデル計算による表面更新のタイムスケールの推定結果について述べる．第 2 章において、多くの先行研究と整合的な粉体対流速度のスケールリング関係を得ることができた．本章では、これと先行研究である衝突励起地震モデル [17, 18]、隕石（インパクター）衝突頻度モデル [21] を組み合わせて、レゴリス対流による小惑星表面更新モデルを構築する．さらに、モデル計算から推定されたレゴリス対流による小惑星表面更新のタイムスケールと小惑星の衝突寿命、クレーター密度より推定された表面年代やイトカワレゴリス粒子の宇宙線照射年代等の様々な現象のタイムスケールと比較し、タイムスケールという指標を基にレゴリス対流仮説の妥当性を議論する．本章では、レゴリス対流による表面更新を単純化し、その平均的な描像をモデル化する．例えば、モデルの要素の一つとして使用する、粉体対流速度のスケールリング則は不定形なレゴリス粒子ではなく球形のガラスビーズを用いた実験より得られたものである．それでも、レゴリス対流現象を定量的に評価できる筋の通った枠組みを作ることは、様々な現象を反映する小惑星表層進化を議論するための第一段階として意義がある．

3.2 レゴリス対流による表面更新モデル

3.2.1 モデルの概要

本節では、表面更新のタイムスケールを推定するために、レゴリス対流によって駆動される小惑星表面更新過程のモデルを構築する。レゴリス対流は天体衝突によって励起される小惑星の全球振動によって発生すると考える。本モデルでは、我々は表面更新過程を以下の3つの段階に分ける。

- (i) 衝突：インパクターが間欠的にターゲット小惑星に衝突する，
- (ii) 振動：衝突によって全球振動が発生する，
- (iii) 対流：全球振動によって小惑星表面にレゴリス対流が発生する。

図 3.1 はレゴリス対流による小惑星表面更新モデルの概念図である。小惑星レゴリス層は、図 3.1 に示された (i), (ii), (iii) の三つの段階を繰り返すことによって表面更新されると考える。

図 3.1 中の (iii) の対流段階では、レゴリス粒子は常に一定方向に移動し、対流ロールを形成すると仮定する。図 3.1 中の赤い矢印一つ一つの長さが、一回の衝突イベントでレゴリス対流によって粒子が移動する距離に相当する。間欠的な振動によってレゴリス粒子が常に一定方向に移動するという仮定は、一見すると非現実的であるように感じられるかもしれない。しかし、粉体振動層の先行研究では、粉体層にタッピング振動（間欠振動）を加えると、上記で仮定したような各振動イベントで一定方向の粒子移動が生じ、最終的に全体的な対流運動を形成することが明らかにされている [38, 67, 68, 49, 69]。さらに、文献 [67, 68, 49] では、タッピング振動により発生した粉体対流によって BNE が生じることとも報告されている。また、予備的な観察ではあるが、2.2 節と同様の実験系でタッピング振動を加える実験を行ったところ、定常振動を加えた場合（図 2.3）と同様の容器壁面における下降流の流れ場を観察することができた。

(i), (ii), (iii) の各段階の詳細は、それぞれ 3.2.2 節、3.2.3 節、3.2.4 節で説明する。最終的に、これら三つの段階を統合することによって、レゴリス対流による表面更新のタイムスケールを計算する。各段階の統合は、3.2.5 節で説明する。

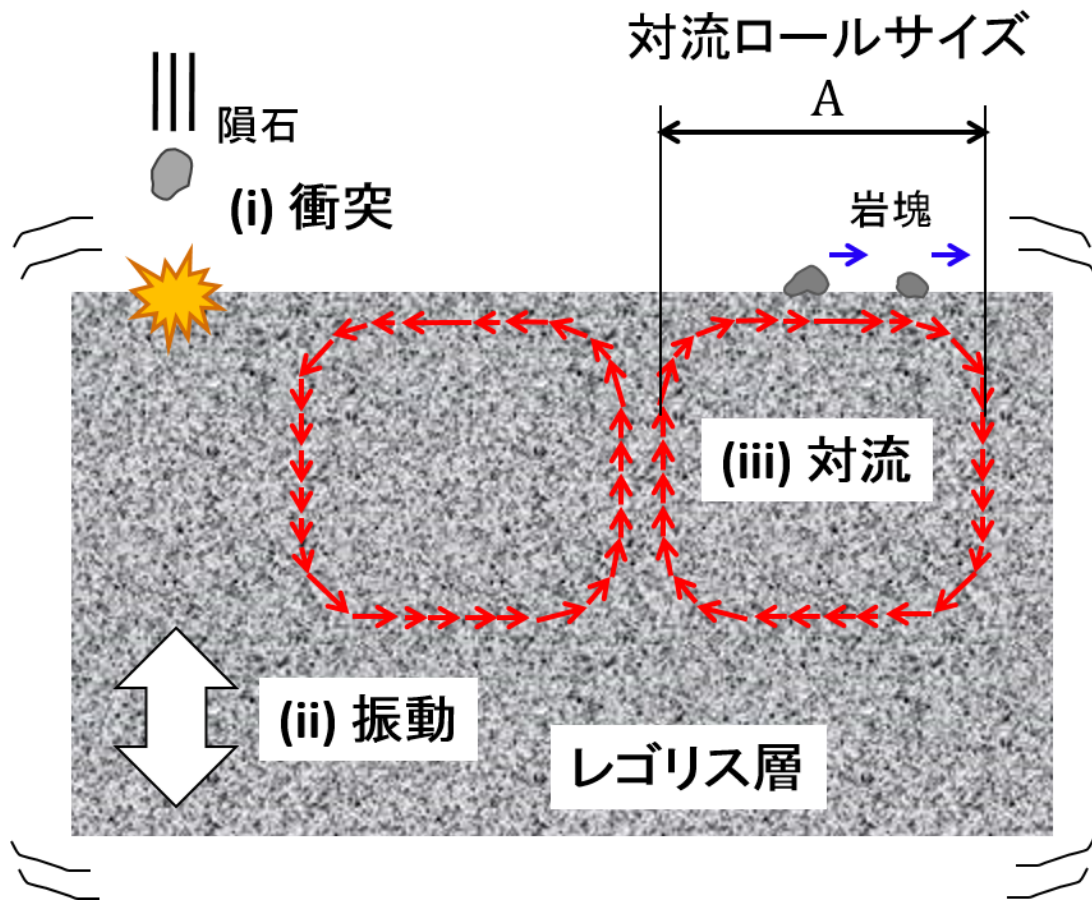


図 3.1 レゴリス対流（粉体対流）による小惑星表面更新モデルの概念図

3.2.2 衝突頻度モデル

本節では、衝突頻度モデル [21] について説明する．図 3.1 中の (i) 衝突段階では、衝突頻度モデルを用いて直径 D_a のターゲット小惑星に対して直径 D_i インパクター（衝突天体）がどれくらいの衝突頻度（間隔） N_p で衝突するかを推定する． N_p の値は定量的なモデルを構築するために必要不可欠である． N_p の推定の際に重要な量が平均衝突確率 P_i とインパクターの個数（population） $N_i(D_i)$ である．

MBAs 同士の衝突，NEAs 同士の衝突に関する P_i は，それぞれ $P_i = 2.9 \times 10^{-24} \text{ m}^{-2} \text{ yr}^{-1}$ [70, 71] と $P_i = 15 \times 10^{-24} \text{ m}^{-2} \text{ yr}^{-1}$ [72] と推定されている．ある二つの天体の衝突確率は，その軌道要素が決まれば，解析的に計算することができる（e.g. [73]）．MBAs および NEAs の軌道要素のデータから全ての断面積を持つ天体の組み合わせの単

位年あたりの衝突確率を求め、それらを平均することによって上記の P_i の値が求められた。すなわち、上記の P_i は軌道要素だけで決まる、単位断面積、単位年あたりの平均衝突確率として定義される。このような P_i の定義から、あるターゲット小惑星の N_p は、平均衝突確率 P_i にインパクターの個数 $N_i(D_i)$ と幾何学的な衝突断面積 $(D_i/2 + D_a/2)^2$ をかけることによって推定することができる。 N_p は以下のようにあらわされる。

$$N_p(D_i, D_a) = P_i N_i(D_i) \left(\frac{D_i}{2} + \frac{D_a}{2} \right)^2, \quad (3.1)$$

MBAs, NEAs のそれぞれがあるターゲット小惑星に対して潜在的なインパクターとなるため、これらの領域における小惑星の個数をインパクターの個数 $N_i(D_i)$ とする。MBAs と NEAs において、それぞれの直径 D_i 以上の小惑星の累積個数 $N_{i,cum}(\geq D_i)$ の分布は小惑星の動力的進化の数値シミュレーションに基づき数値データとして推定されている [21, 74]。今後、文献 [21] の $N_{i,cum}(\geq D_i)$ を OBG モデル、文献 [74] の $N_{i,cum}(\geq D_i)$ を BAL モデルと呼ぶ。両者は、動力的進化をシミュレーションする際に考慮される天体力学的効果や観測による制約条件に細かな違いはあるが、両者とも現在地上観測から判明している MBAs の個数とよく一致していた。本研究では、より多くの $N_{i,cum}(\geq D_i)$ の数値データが得られている OBG モデルを N_p の計算のために用いた。図 3.2 に OBG モデルの累積個数 $N_{i,cum}(\geq D_i)$ の分布を示す (BAL モデルの $N_{i,cum}(\geq D_i)$ の分布は付録の図 A.6.1 に示す)。

図 3.2 に示された $N_{i,cum}(\geq D_i)$ は数値的に微分することによって、直径 $D_{i,k}$ と $D_{i,k+1}$ の間の小惑星の個数分布 $N_i(D_{i,k})$ に変換する必要がある。ここで、 k は離散化された各数値データの指標であり、 $D_{i,k+1} > D_{i,k}$ であることに注意する。 $N_{i,cum}(\geq D_{i,k})$ と $N_i(D_{i,k})$ の間の関係は以下のように表される。

$$N_i(D_{i,k}) = N_{i,cum}(\geq D_{i,k}) - N_{i,cum}(\geq D_{i,k+1}). \quad (3.2)$$

ここで、OBG モデルで与えられる累積個数分布の数値データは $D_{i,k}$ に関して対数ビンで与えられているため、個数分布 $N_i(D_i)$ に変換したときのビンの代表値を $D_{i,k} = \sqrt{D_{i,k+1} D_{i,k}}$ と定義する。上記の手順は k 個のすべてのデータに適用されるため、今後は k を顕わに表示しない。

なお、図 3.7(a) に、式 (3.1) において $D_a = 355$ m のターゲット小惑星 (OBG モデルの数値データでイトカワの平均直径に最も近い数値データ) と OBG モデルの MBAs の D_i

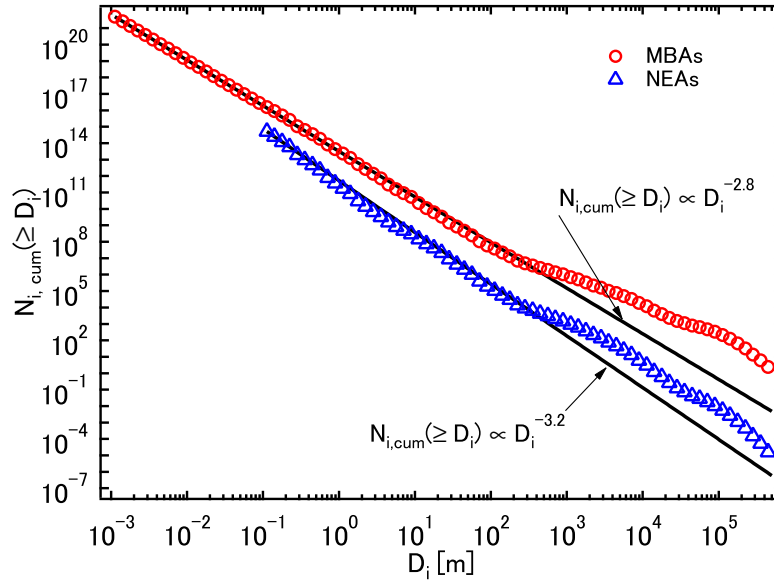


図 3.2 OBG モデル ([21]) より計算された直径 D_i のインパクターの累積個数分布 $N_{i,cum}(\geq D_i)$ (\circ が MBAs, \triangle は NEAs を示す [21]. 直線は, それぞれ MBAs と NEAs の $N_{i,cum}(\geq D_i)$ を D_i のべき関数でフィットした結果である.).

の分布を仮定したときの N_p が示されている.

3.2.3 衝突励起振動モデル

本節では, 衝突励起振動モデル [17, 18] について説明する. 図 3.1 の (ii) 振動段階では, 衝突励起振動モデルを用いて衝突励起振動の加振強度 Γ と振動継続時間 t_v を推定することができる. ここで, Γ は 1.2 節や 2 章で使用した重力加速度 g で規格化された最大振動加速度に相当する. 先行研究 [28] に従い, 本研究でも, レゴリス対流は $\Gamma > 1$ を満たす全球振動 (Global seismic shaking) の間に生じると仮定する. 衝突励起振動の Γ の大きさや, t_v の長さは, D_i や D_a に依存するため, 各衝突イベント (D_i と D_a の組み合わせ) ごとに Γ と t_v を推定する必要がある.

衝突励起振動モデル [17, 18] は, 以下の二つが仮定されている. 第一に, インパクターの持つ運動エネルギーはエネルギー変換効率 η で振動エネルギーへと変換される. 第二に, 変換された振動エネルギーはターゲット小惑星全球に等分配される. 等分配された振動エネルギー密度は小惑星内部の非弾性的性質によって減衰する. 振動エネルギー密度の

減衰は粘性減衰の指標である Q 値 (quality factor) [75] によって特徴づけられる。衝突励起振動モデル [17, 18] の小惑星における実証は未実施であるが、衝突によって発生する全球振動の Γ の値を上記のモデルによって解析的に計算することができるため、本研究において採用した。なお、文献 [17, 18] の解析的な結果は数値シミュレーションと比較されている [76]。これらの考察から、 Γ は以下のように表現される ([18] および [28] の Supporting Online Material)。

$$\Gamma(t, D_i, D_a) = \frac{3fv_i}{G} \sqrt{\eta \frac{\rho_i D_i^3}{\rho_a^3 D_a^5}} \exp\left(-\frac{\pi f}{Q} t\right). \quad (3.3)$$

ただし、 $\Gamma < 1$ ならば、 $v_c = 0$ である。また、 ρ_a はターゲット小惑星密度、 ρ_i はインパクター密度、 f はピーク振動周波数、 v_i はターゲット小惑星に対するインパクターの典型的な相対衝突速度、 t は衝突の瞬間からの経過時間、 G は万有引力定数である。図 3.3(a) は、 $D_a = 400$ m (イトカワサイズの小惑星)、 $D_i = 4$ m、 $v_i = 5.3$ km s⁻¹ [71, 21] の場合の $\Gamma(t)$ の例を表す。ここで、表 3.1 に示されているように、全球振動に関するパラメーターの値： $\rho_a = 1900$ kg m⁻³、 $\rho_i = 2500$ kg m⁻³、 $Q = 2000$ 、 $\eta = 10^{-4}$ 、 $f = 20$ Hz [17, 18, 10, 28, 77] を使用する。今後特に断らない限り、表 3.1 に示されているこれらの値を、定量的な推定の際のパラメーターの標準値として使用する。なお、NEAs における $\Gamma(t)$ を推定する場合は、 v_i に関してのみ表 3.1 に示した $v_i = 18.5$ km s⁻¹ [72, 21] を使用するが、計算手順は同じであるため、以後は MBAs のパラメーター標準値を使用した結果を示す。

衝突励起振動モデル [17, 18] では、小惑星エロスの内部は、形成後繰り返された天体衝突によりモノリス（一枚岩）ではなく内部に多数のクラック（ひび割れ）が存在し、非常に不均質なフラクチャー構造を持つと仮定している。これは、同様の内部構造を持つ月の上部地殻と S 型小惑星（小惑星エロスやイトカワを含む）の類似性に基づいている（月ではアポロ計画の際に地震波形が観測され、上部地殻の内部構造が推定された）。文献 [17, 18] では、この不均質な内部構造の類似性に基づき、月で得られた $Q = 2000$ を小惑星エロスでも仮定している。また、 f に関しても数値シミュレーションにより、内部の不均質構造が天然のバンドパスフィルターの役割を果たすため、 $f = 10 - 20$ Hz の相対的に低いピーク周波数が生じたと述べている。小惑星イトカワはラブルパイル構造を持ち、ラブル（集積した個々の破片）とラブルの間はクラックのように不連続であるから、小惑星エロスの内部と同様に本質的には不均質とみなせる。本研究でも、ターゲット小惑星の内部はフラ

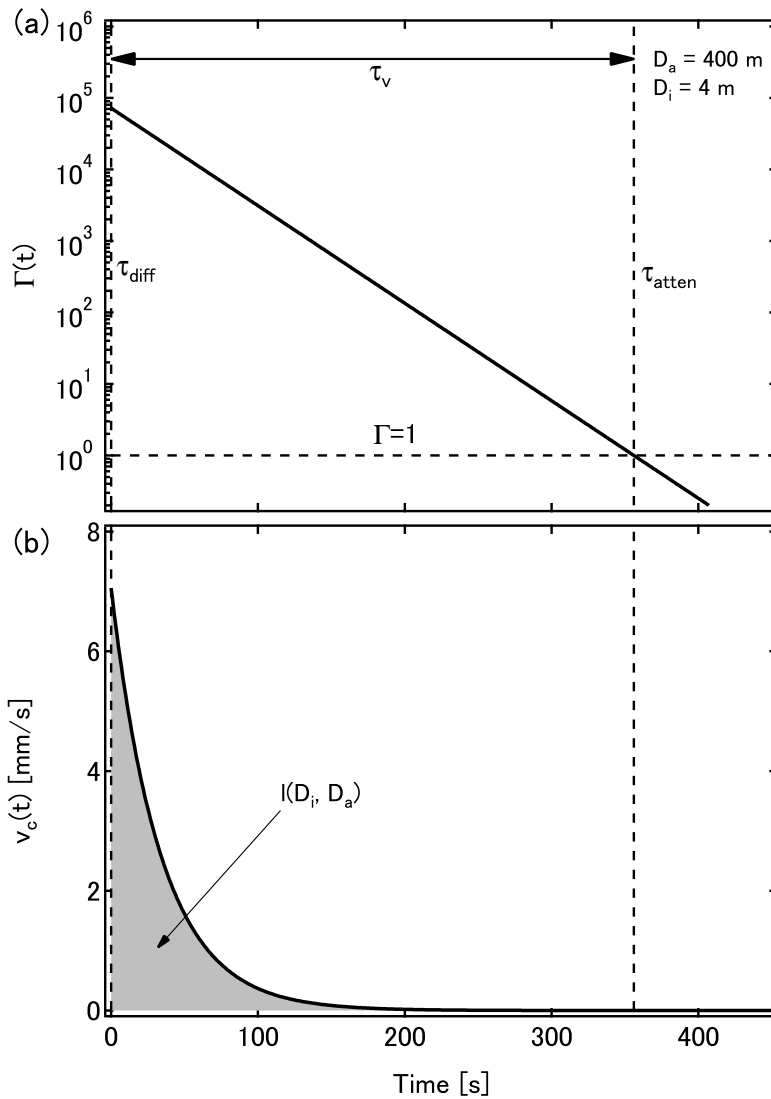


図 3.3 (a) 衝突後の最大無次元振動加速度 Γ の時間減衰 ($D_i = 4 \text{ m}$, $D_a = 400 \text{ m}$ (イトカワサイズ), $v_i = 5.3 \text{ km s}^{-1}$ の場合). 計算のため表 3.1 のパラメーター標準値を用いた. (b) 衝突後の対流速度 v_c の時間減衰 (直線は式 (3.3) と (3.7) に表 3.1 の標準値を用いて計算した. ハッチをかけた領域が式 (3.9) で表される一回の衝突イベントにおけるレゴリス粒子の移動距離 $l = 0.25 \text{ m}$ に相当する.).

クチャー構造やラブルパイル構造のような不均質構造であると仮定する．加えて，平均的な描像を求めるために，ターゲット小惑星は球形を仮定した．それ故，主に文献 [17, 18] で採用された一定値（表 3.1）を Γ を推定するためのパラメーターの標準値として採用した．また， ρ_a に関しても，フラクチャー構造やラブルパイル構造を反映させるため，イトカワで観測された相対的に低い $\rho_a = 1900 \text{ kg m}^{-3}$ を標準値として使用した．

ただし，表 3.1 のパラメーター標準値は仮定する小惑星の内部構造や表面の状態によって異なる．例えば，文献 [76] では，一枚岩のコアをレゴリス層が覆うターゲット小惑星内部構造を仮定し， D_a が小さくなるにつれて f が増加することを報告している．この時，イトカワサイズの小惑星では，大きい散逸（ $Q = 200$ ）を仮定すると，相対的に高いピーク振動周波数（ $\sim 100 \text{ Hz}$ ）が観察されると報告されている．このようなパラメーターの不定性は，文献 [17, 18] の中でも指摘されており，これは Γ やその先の表面更新のタイムスケールの推定に影響を与える．表面更新のタイムスケールに対するパラメーター依存性の詳細は 3.4.2 節で議論する．

表 3.1 小惑星の全球振動に関して仮定したパラメーターの標準値．典型的な相対衝突速度： v_i ，全球振動の Q 値： Q ，エネルギー変換効率： η ，ピーク振動周波数： f ，ターゲット小惑星密度： ρ_a ，インパクター密度： ρ_i ，振動エネルギー密度の拡散係数： K_s ．

$v_i \text{ (km s}^{-1}\text{)}$	Q	η	$f \text{ (Hz)}$	$\rho_i \text{ (kg m}^{-3}\text{)}$	$\rho_a \text{ (kg m}^{-3}\text{)}$	$K_s \text{ (m}^2 \text{ s}^{-1}\text{)}$
5.3 (MBAs)	2000	10^{-4}	20	1900	2500	2.5×10^5
18.5 (NEAs)						

次に，ターゲット小惑星における振動時間 τ_v を推定する． τ_v は全球で $\Gamma > 1$ の振動が継続する時間として定義される．レゴリス粒子は， $\Gamma > 1$ の全球振動の間に対流運動によって移動するため， τ_v は 3.2.4 節で l を計算する際に必要である． τ_v は以下のように表される．

$$\tau_v(D_i, D_a) = \tau_{\text{atten}}(D_i, D_a) - \tau_{\text{diff}}(D_a). \quad (3.4)$$

$\tau_{\text{atten}}(D_i, D_a)$ は衝突の瞬間から，非弾性的な散逸のため Γ が減衰して 1 になるまでの時間である．一方， $\tau_{\text{diff}}(D_a)$ は振動エネルギーが小惑星全球に拡散過程を経て等分配する時間を示す．

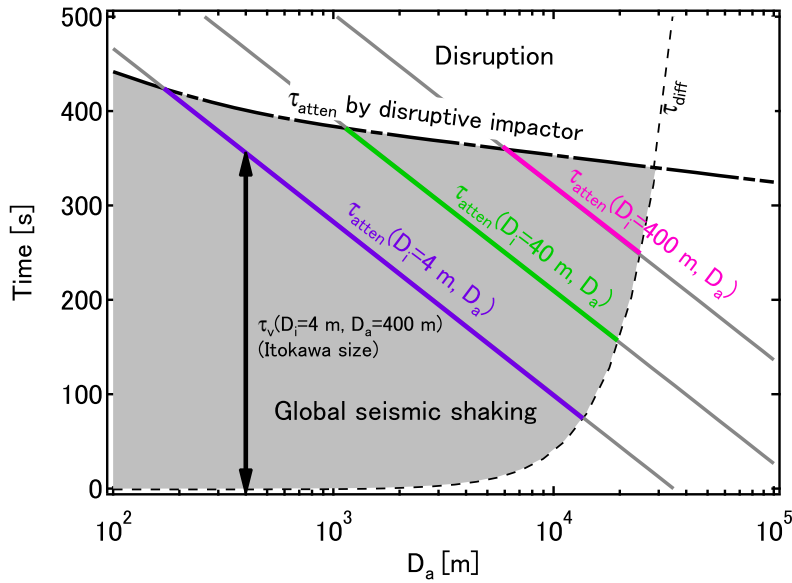


図 3.4 全球振動段階における MBAs の様々な特徴時間（実線は様々なサイズのターゲット小惑星に対し、それぞれ $D_i = 400$ m (ピンク), 40 m (緑), 4 m (紫) のインパクターが衝突した際の減衰の特徴時間 τ_{atten} を示す。破線は $K_s = 0.25 \text{ km}^2 \text{ s}^{-1}$ [17, 18, 28] の時の拡散の特徴時間 τ_{diff} を示す。点鎖線は、ターゲット小惑星を破壊するサイズのインパクター [78] が衝突した際の τ_{atten} である。ハッチをかけた領域がレゴリス対流を誘発する全球振動領域に対応する。計算のために表 3.1 の標準値を使用した。).

τ_{atten} は式 (3.3) より以下のように表される。

$$\tau_{\text{atten}}(D_i, D_a) = \frac{Q}{\pi f} \ln \left(\frac{3f v_i}{G} \sqrt{\eta \frac{\rho_i D_i^3}{\rho_a^3 D_a^5}} \right). \quad (3.5)$$

τ_{atten} の値は D_i と D_a に依存する。図 3.4 において、それぞれ $D_i = 400$ m (ピンクの実線), $D_i = 40$ m (緑の実線), $D_i = 4$ m (紫の実線) の時の $\tau_{\text{atten}}(D_a)$ が示されている。 D_i , D_a 以外全てのパラメーター値は表 3.1 の標準値を使用した。

一方で、 $\tau_{\text{diff}}(D_a)$ は振動エネルギー密度がターゲット小惑星全球に拡散するタイムスケールである [17, 18]。本研究で仮定している不均質な小惑星内部構造（フラクチャー構造やラブルパイル構造）中を伝播する地震波は強く散乱されると考えられる（実際に、月で観測された地震波形は強くコーダーを引いており、フラクチャー構造は強い散乱場であることを示唆する [79, 80]）。そのような散乱場では、衝突励起振動の振動エネルギー密度の伝播は拡散過程で近似できると考えられている [79, 80, 17, 18]。文献 [17, 18] では、振

動エネルギー密度の拡散伝播を仮定することで、全球振動の開始時間すなわち振動エネルギーが全球に等分配されるタイムスケール τ_{diff} が見積もられた。 τ_{diff} は以下のように表される。

$$\tau_{\text{diff}}(D_a) = \frac{D_a^2}{K_s \pi^2}. \quad (3.6)$$

K_s は振動エネルギー密度の拡散係数である。実際のところ、 K_s は、小惑星内部の不均質構造の単位（クラック間距離）に依存する。小惑星の正確なクラック間距離の測定例はなく、その D_a 依存性も不明である。そこで本研究では、文献 [17, 18] で推定された $K_s = 2.5 \times 10^5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ を様々なサイズの小惑星に対して使用する（ K_s の詳細な定義は付録の A.4 節を参照）。図 3.4 において、 $\tau_{\text{diff}}(D_a)$ は破線で表される。レゴリス対流を誘発する全球振動は破線（ $\tau_{\text{diff}}(D_a)$ ）より上かつ点鎖線（ $\tau_{\text{atten}}(D_i = D_{i,\text{max}}, D_a)$ ）より下のハッチをかけた領域で発生する。例えば、図 3.4 中の双方向矢印は $D_a = 400 \text{ m}$ （イトカワサイズ）のターゲット小惑星に $D_i = 4 \text{ m}$ のインパクターが衝突した際の τ_v を示す。この衝突イベントに相当する τ_v 、 τ_{diff} 、 τ_{atten} は図 3.3 にも示されている。

もし、 τ_{atten} が τ_{diff} よりも小さいと、全球振動は不可能である。そのような状況では、 $\Gamma > 1$ を満たす振動が衝突点近傍のみで生じる局所振動が生じていると考えられる。全球振動は $t = \tau_{\text{diff}}$ に達してから始まるが、局所振動は $t < \tau_{\text{diff}}$ である衝突励起振動の初期の段階から発生する。局所振動の影響は、とりわけ $D_a > 5 \times 10^3 \text{ m}$ のターゲット小惑星において顕著である。一方、 $D_a < 5 \times 10^3 \text{ m}$ の相対的に小さなターゲット小惑星に関して、図 3.4 に示されているように、 τ_{diff} は無視できるくらいに小さい。例えば、イトカワサイズの小さな小惑星の場合、推定された拡散のタイムスケール $\tau_{\text{diff}}(D_a = 400 \text{ m}) = 6.6 \times 10^{-2} \text{ s}$ は減衰のタイムスケール $\tau_{\text{atten}}(D_i = 4 \text{ m}, D_a = 400 \text{ m}) = 3.6 \times 10^2 \text{ s}$ よりずっと短い。この領域では、ターゲット小惑星は衝突後即座に全球振動状態に達し、 τ_v は τ_{atten} で近似できる。図 3.4 によると、 $5 \times 10^3 \text{ m} < D_a < 2 \times 10^4 \text{ m}$ の領域のターゲット小惑星では、 τ_v は相対的に短くなる。さらに、 $D_a > 2 \times 10^4 \text{ m}$ の領域の小惑星では、 τ_{diff} がターゲット小惑星を破壊するような衝突イベントの τ_{atten} よりずっと長くなるから、全球振動は不可能である（図 3.4 の点鎖線；ターゲット小惑星の衝突破壊イベントに伴う全球振動の制約については次節で述べる。）。そのような相対的に大きな小惑星では、衝突点近傍における局所振動のみが発生しうるであろう。

3.2.4 レゴリス対流

前節までは、先行研究で確立されているモデルの概略を説明したが、本節からは、本研究で独自にモデル化したレゴリス対流（図 3.1 の (iii) 対流段階）について説明する．本節では、2.4.3 節より、粉体対流速度（式 (2.6)）は Γ の関数として表されるため、これと 3.2.3 節で導入した衝突励起地震の Γ による表式（式 (3.3)）を組み合わせることで一回の衝突イベントにおけるレゴリス粒子の移動距離 l を推定する． l の推定に関して、前節の後半で導入した τ_v が重要となる．

式 (3.3) を式 (2.6) に代入すると、様々なサイズのターゲット小惑星におけるレゴリス対流速度 $v_c(t, D_i, D_a)$ は、以下のように表される．

$$v_c(t, D_i, D_a) = C_0 \left(\frac{\Gamma(t, D_i, D_a)}{2\pi f} \right)^{2\alpha} g^{\alpha+\frac{1}{2}} d^{-\alpha+\frac{1}{2}} \left(\frac{A}{d} \right)^\beta, \quad (3.7)$$

ここで、 d はレゴリス粒子の代表直径、 A をレゴリス層に発生する対流ロールサイズである．本研究では、 A は第 2 章の粉体対流実験における容器半径 R と粉体層厚 H の相乗平均に対応させる（ $A = \sqrt{RH}$ ）．式 (3.7) を時刻 τ_{diff} から τ_{atten} まで積分することによって、以下に示す $l(D_i, D_a)$ の表式を得ることができる．

$$l(D_i, D_a) = \int_{\tau_{\text{diff}}}^{\tau_{\text{atten}}} v_c(\Gamma(t, D_i, D_a)) dt \quad (3.8)$$

$$= l_0 \max(\Gamma_{\text{diff}} - 1, 0). \quad (3.9)$$

ただし、

$$l_0 = \frac{C_0 Q g^{\alpha+\frac{1}{2}} d^{-\alpha-\beta+\frac{1}{2}} A^\beta}{\alpha (2\pi f)^{1+2\alpha}}, \quad (3.10)$$

$$\Gamma_{\text{diff}} = \Gamma(\tau_{\text{diff}}, D_i, D_a) \quad (3.11)$$

$$= \left(\frac{3f v_i}{G} \right)^{2\alpha} \left(\eta \frac{\rho_i D_i^3}{\rho_a^3 D_a^5} \right)^\alpha \exp \left(-\frac{2\alpha \pi f \tau_{\text{diff}}}{Q} \right). \quad (3.12)$$

である．図 3.3(b) は式 (3.3) と (3.7) より計算された衝突後のレゴリス対流速度 v_c の時間変化を示す．図 3.3(b) のハッチをかけた領域の面積が、 $l(D_i = 4 \text{ m}, D_a = 400 \text{ m}) = 0.25 \text{ m}$ に相当する．ここでは、 v_c 、 l の計算のため前章の 2.3.3 節で得られた $C_0 = 3.6 \times 10^{-3}$ 、 $\alpha = 0.47$ 、 $\beta = 0.82$ を使用する． C_0 、 α 、 β の値は第 2 章で述べられているように球形の

ガラスビーズを利用した地上実験の結果である。それ故、 v_c , l を推定に関して、これらの値は実際のレゴリス対流の運動を正確に表しているとは限らない。しかし、レゴリス粒子の形状や摩擦の効果を考慮した粉体対流速度スケーリングは未だに得られていないため、本研究では、小惑星表面レゴリスの挙動を調べるための第一段階としてこれらの値を使用する。また、本節でも v_c , l の推定に関して、表 3.1 のパラメーター標準値を使用するが、各パラメーターの不定性については、3.4.2 節で議論する。

式 (3.7) および (3.9) を用いて v_c と l の値を推定するために、 v_i , Q , η , f , ρ_i , ρ_a に加えて、 d と A の値も仮定する必要がある。本研究では、イトカワ表面レゴリスの観測に基づいて、 $d = 1 \text{ cm}$ [10, 81] をレゴリス粒子直径の代表値として使用する。一般に、 d はある分布に従うが、本研究では、小惑星表面における代表的な挙動を調べるために典型的な値を使用する。一方、実際の小惑星でどのような対流ロールサイズ A が発生するかを予想することは難しい。本研究では、一時的に A は $A/d = 100$ を満たすと仮定する。この仮定は粉体対流実験の観察結果に基づいている。2.4.1 節、2.4.2 節で述べられているように、粉体対流実験では、水平方向のシステムサイズを増やし、 $A/d \simeq 100$ を超える場合、一組の対流ロールから二組の対流ロールにスプリットする遷移が観察された。文献 [43] でも、およそ $A/d \simeq 90$ で対流ロールがスプリットすることが確認されている。さらに、2.4.1 節でも述べたように、粉体対流速度がほとんどゼロになるフローズンゾーンの存在が確認されている。本研究でのフローズンゾーンの観察は稀ではあったが、多くの文献 [41, 37, 38] でその存在が指摘されている。そこで、本研究では、粉体対流ロールは水平方向にも鉛直方向にも $A/d = 100$ を満たす（すなわち、水平方向と鉛直方向の対流ロールサイズのアスペクト比が 1 となる）固有の長さスケールを持つと仮定する。もちろん、この仮定は系統的な実験観察に基づいているわけではない。むしろ A はシステムサイズだけでなく、 Γ や f といった振動条件に依存する可能性もある [43]。 A の不定性が表面更新のタイムスケールの推定に与える影響は 3.4.2 節で議論する。

最後に、 D_i に関して、レゴリス対流の発生に伴う以下の制約条件を与える。 D_i は、衝突破壊イベントとレゴリス対流の発生条件 ($\Gamma > 1$) から、以下に述べる上限値と下限値が存在すると考える。

ターゲット小惑星に対して衝突するインパクトのサイズがあまりにも大きい場合、レゴリス対流による表面更新過程を経ることなく、ターゲット小惑星は衝突によって破壊さ

れてしまう．そのため，本モデルではターゲット小惑星に対して衝突破壊を生じるインパクターサイズ $D_{i,\max}$ をレゴリス対流が発生可能なインパクターサイズの上限值として設定する．一般に衝突破壊の研究では，インパクターが持つ運動エネルギーをインパクターとターゲット天体の質量の和で規格化した値 q^* が衝突条件（破壊，付着，クレーター形成）を記述する典型的なパラメーターとして使用される． q^* は，

$$q^* = \frac{1}{2} \frac{mv_i^2}{M+m}, \quad (3.13)$$

と表される．ここで， M はターゲット小惑星の質量， m はインパクターの質量である．また，ターゲット小惑星が衝突後に破壊されかつその破片が完全に散逸し，衝突後の最大破片の質量が衝突前のターゲット質量の半分となる場合，ターゲット小惑星は破壊されたと定義する．このような衝突破壊をカタストロフィック破壊という．カタストロフィック破壊を引き起こす q^* のしきい値 q_d^* は，様々なサイズのターゲット小惑星に関して，数値計算によって推定されている [82, 78]．文献 [82] では， D_a に対する q_d^* のスケーリング形式は，

$$q_d^* = q_0 \left(\frac{D_a}{2.0 \times 10^2 \text{m}} \right)^a + B \rho_a \left(\frac{D_a}{2.0 \times 10^2 \text{m}} \right)^b, \quad (3.14)$$

と推定されている．ここで， q_0 ， B ， a ， b はフィッティングパラメーターである．文献 [82] で決定された玄武岩ターゲットに関する q_0 ， B ， a ， b の値は表 3.2 の上段に示されている．式 (3.13) と (3.14) より $m \ll M$ とすると $D_{i,\max}$ は，

表 3.2 玄武岩 ([82]) と軽石 ([78]) のターゲット物質に $v_i = 5 \text{ km/s}$ のインパクターを衝突させたときの q_0 ， B ， a ， b の値．

ターゲット物質	$q_0 \text{ J kg}^{-1}$	$B \text{ J m}^3 \text{ kg}^{-1}$	a	b
玄武岩	9.0×10^3	0.5×10^{-7}	-0.36	1.36
軽石	1.0×10^4	5.7×10^{-7}	-0.45	1.22

$$D_{i,\max} = \left(\frac{2\rho_a q_d^*}{\rho_i v_i^2} \right)^{\frac{1}{3}} D_a, \quad (3.15)$$

と表される．文献 [78] では，[82] で使用された計算コードを改良し，[82] のターゲット物質として玄武岩だけでなく内部に微小空隙を持つ軽石を模擬することに成功した（結果，式 (3.14) のフィッティングパラメーターとして表 3.2 の上段の玄武岩ターゲットの値に加

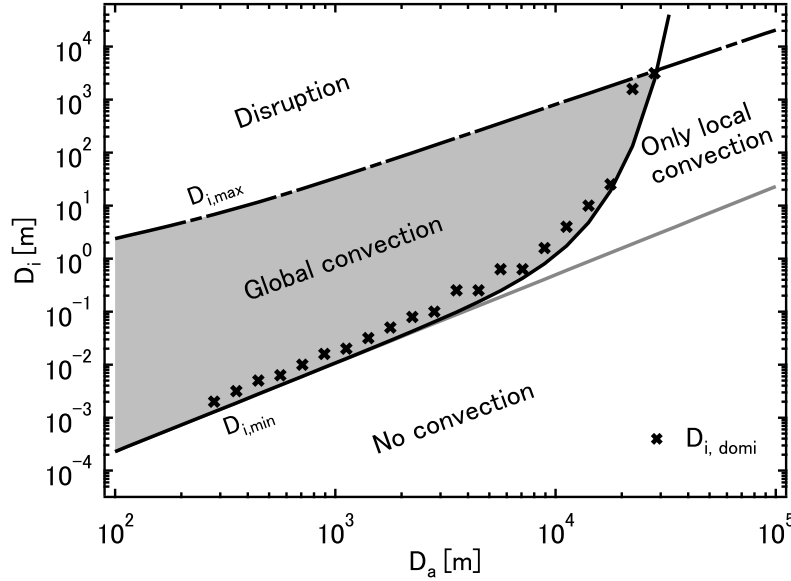


図 3.5 MBAs においてレゴリス対流を発生させるインパクターサイズの範囲（計算のため、表 3.1 のパラメーター値、 $d = 1 \text{ cm}$ 、 $A = 100d$ の関係を用いた.）.

え、下段の軽石ターゲットの値が追加された）。文献 [78] および [82] 得られた q_d^* の値は付録の図 A.3.1 に示した。本研究では、空隙率の高いラブルパイル構造やフラクチャー構造をターゲット小惑星の内部構造として仮定している。そのため、文献 [78] で報告された高空隙率の内部構造を模擬した q_d^* を $D_{i,max}$ 推定のために使用する。得られた $D_{i,max}(D_a)$ は、図 3.5 に点鎖線として示されている。衝突破壊の際の τ_{atten} も $D_{i,max}$ から計算できる。図 3.4 で、 $\tau_{atten}(D_{i,max}, D_a)$ より上の領域では、インパクターの衝突後、ターゲット小惑星は対流による表面更新過程を経ることなく破壊される。

一方で、ターゲット小惑星に対して衝突するインパクターのサイズがあまりにも小さい場合、3.2.3 節で述べたレゴリス対流発生規準である $\Gamma > 1$ を満たすことができない。3.2.3 節および図 3.4 より、 $\Gamma > 1$ を満たす全球振動は $t = \tau_{diff}$ から始まり $t = \tau_{atten}$ で終わる。そこで、

$$\tau_{diff} = \tau_{atten}, \quad (3.16)$$

を満たす D_i をレゴリス対流を引き起こすインパクターの下限値 $D_{i,min}$ とする。式 (3.5),

(3.6), (3.16) より, $D_{i,\min}$ は,

$$D_{i,\min} = \left(\frac{3f\nu_i}{G} \right)^{-\frac{2}{3}} \left(\eta \frac{\rho_i}{\rho_a^3 D_a^5} \right)^{-\frac{1}{3}} \exp \left(\frac{2\pi f}{3Q} \tau_{\text{diff}} \right), \quad (3.17)$$

と表現される．得られた下限値 $D_{i,\min}(D_a)$ は図 3.5 において実線で示されている．結果として，ターゲット小惑星全球でレゴリス対流が発生可能な有限の領域（図 3.5 のハッチをかけられた領域）が見つかった．図 3.5 中の灰色の実線は $\tau_{\text{diff}} = 0$ と近似したときの $D_{i,\min}(D_a)$ に相当する．

図 3.5 は D_i と D_a の間の衝突結果の相図を示す．図 3.5 のハッチをかけられた領域は全球で一定方向に進むレゴリス対流を引き起こす領域（Global convection）を表す．点鎖線（ $D_{i,\max}$ ）より上では，ターゲット小惑星は衝突によって破壊される．実線（ $D_{i,\min}$ ）および灰色の実線より下では，全球で一定方向に進むレゴリス対流は発生しない（No convection）．点鎖線，実線，灰色の実線で囲まれた右上の領域は局所振動による衝突点近傍でのみレゴリス対流が生じる領域を示す（Only local convection）．

図 3.6(a) に，衝突の瞬間（ $t = 0$ ）における最大対流速度が三種類のカラーラインで示されている（ $D_i = 400$ m (ピンク), 40 m (緑), 4 m (紫))．ハッチをかけられた領域は全球振動領域，すなわち，全球対流領域（Global convection）に相当する．図 3.6(a) に示されているように，小惑星における対流速度の最大値は $10^{-2} - 10^{-1} \text{ m s}^{-1}$ のオーダーに達する．この対流速度は， $D_a > 100$ m である限り，ターゲット小惑星における脱出速度 $v_{\text{esc}} = \sqrt{\frac{2}{3}\pi G \rho_a D_a}$ より小さい（脱出速度 v_{esc} は図 3.6(a) 中の赤の実線として示される．）．それ故，レゴリス粒子は対流によって小惑星表面から宇宙空間へ散逸することはないと考えられる．一方で，一部のレゴリスは衝突噴出物（イジェクタ）としてや表面の剥離（スポレーション）によって散逸するかもしれない．加えて，表面付近でのスポレーションは表面レゴリス層に長時間の浮き上がり（lofting）を引き起こす可能性が指摘されている [76]．そのような状態では，粒子間の接触が減少するため，対流による粒子の運動は困難になるかもしれない．しかしながら，レゴリス層の浮き上がり現象に関する詳細（例えば，どの程度厚さのレゴリス層が浮き上がるのか，浮き上がりは振動条件に依存してどの程度続くのか等）が現時点で明らかにされていないため，レゴリス層の浮き上がりの効果も加えた対流による表面更新のモデル化は困難である．それ故，本研究において提案したモデルに，レゴリス層の浮き上がりの効果は考慮されていない（レゴリス層の浮き上がり

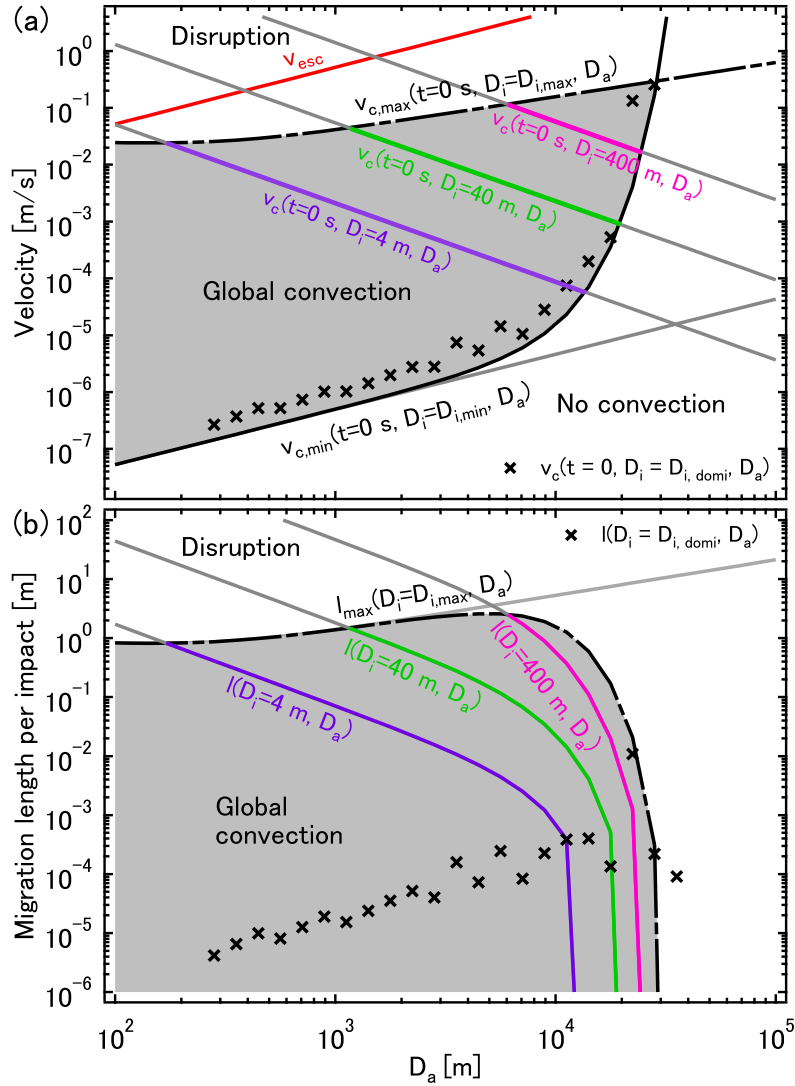


図 3.6 (a) 衝突の瞬間 ($t = 0$) における MBAs のレゴリス対流速度 v_c , (b) MBAs における一回の衝突イベントにおけるレゴリス粒子の移動距離 l (計算のため, 表 3.1 のパラメーター値, $d = 1 \text{ cm}$, $A = 100d$ の関係を用いた.).

現象を考慮すると, 図 3.4, 3.5, 3.6, 3.8 の全球振動領域および全球対流領域は小さくなる可能性がある). その定量的なモデル化は本モデルの将来の改善点の一つである.

図 3.6(b) において, 様々な小惑星に対する一回の衝突イベントにおける粒子移動距離が示されている. 図 3.6(b) の実線のカラーリング形式は図 3.6(a) と同じである. 推定された l の値は $A = 100d$ の仮定から推定される対流ロールサイズ 1 m を超える場合がある. そのような l は, 大規模衝突イベント ($D_i \approx D_{i,max}$) の場合に生じる. しかしながら, こ

のような大規模衝突はめったに生じない．後の 3.2.5 節および 3.3.2 節で議論するが，実際には，小さなインパクトによる小規模衝突に伴う粒子の微小移動の集積の方が大規模衝突に伴う粒子の大きな移動より効果的である．このことを示すためにはインパクトの衝突頻度の寄与を，3.2.2 節の衝突頻度 N_p を l に乗じることにより考慮する必要がある．

3.2.5 表面更新のタイムスケール

本節では，これまでに説明した図 3.1 の (i) - (iii) の全段階を統合し，ターゲット小惑星直径の関数としてのレゴリス対流による小惑星表面更新のタイムスケール $T(D_a)$ の表式を得ることを目指す． $T(D_a)$ は対流ロールサイズ A を単位年あたりのレゴリス粒子の平均移動速度 $L(D_a)$ で割ることによって得られる． $T(D_a)$ は，レゴリス粒子が，およそ図 3.1 に示される対流ロールを一周するのにかかるタイムスケールに相当する．その表式は，以下のように表される．

$$T(D_a) = \frac{A}{L(D_a)}. \quad (3.18)$$

ここで， $L(D_a)$ は $l(D_i, D_a)$ と $N_p(D_i, D_a)$ の積を D_i で積分することによって得られる．この手順は以下のようにあらわされる．

$$L(D_a) = \int_{D_{i,\min}}^{D_{i,\max}} l(D_i, D_a) N_p(D_i, D_a) dD_i. \quad (3.19)$$

式 (3.19) の積分範囲は，3.2.4 節の後半で導入した $D_{i,\min}$ から $D_{i,\max}$ である． $L(D_a)$ の値を計算するために， $L(D_a)$ の値を計算するために，式 (3.19)，(3.1)，(3.9) を使用する．その時，図 3.2 に示される MBAs および NEAs の数値データを使用するため，式 (3.19) の積分は離散的に実行されることに注意する．

図 3.7(a) に図 3.2 に $D_a = 355$ m のターゲット小惑星（OBG モデルでイトカワの平均直径に最も近い D_a の数値データ）に対して様々なサイズ D_i のインパクト（図 3.2 に示される MBAs の数値データ）が衝突した場合の $l(D_i)$ および $N_p(D_i)$ を示す．また，図 3.7(b) に図 3.7(a) の場合の $l(D_i)$ と $N_p(D_i)$ の積を示す．図 3.7(a) より $D_i \simeq D_{i,\max}$ の衝突において， l は 1 m に匹敵するが，その時の衝突頻度は 10^{-8} yr^{-1} のオーダーである．一方， $D_i \simeq D_{i,\min}$ の衝突において， l は 10^{-6} m のオーダーであるが，その衝突頻度は 10^1 yr^{-1} のオーダーであり，小規模な衝突は大規模な衝突に比べ圧倒的にその頻度が多いことが分かる．さらに，図 3.7(b) より，両者の積 $l(D_i)N_p(D_i)$ は $D_i \simeq D_{i,\min}$ 付近で最大となることが

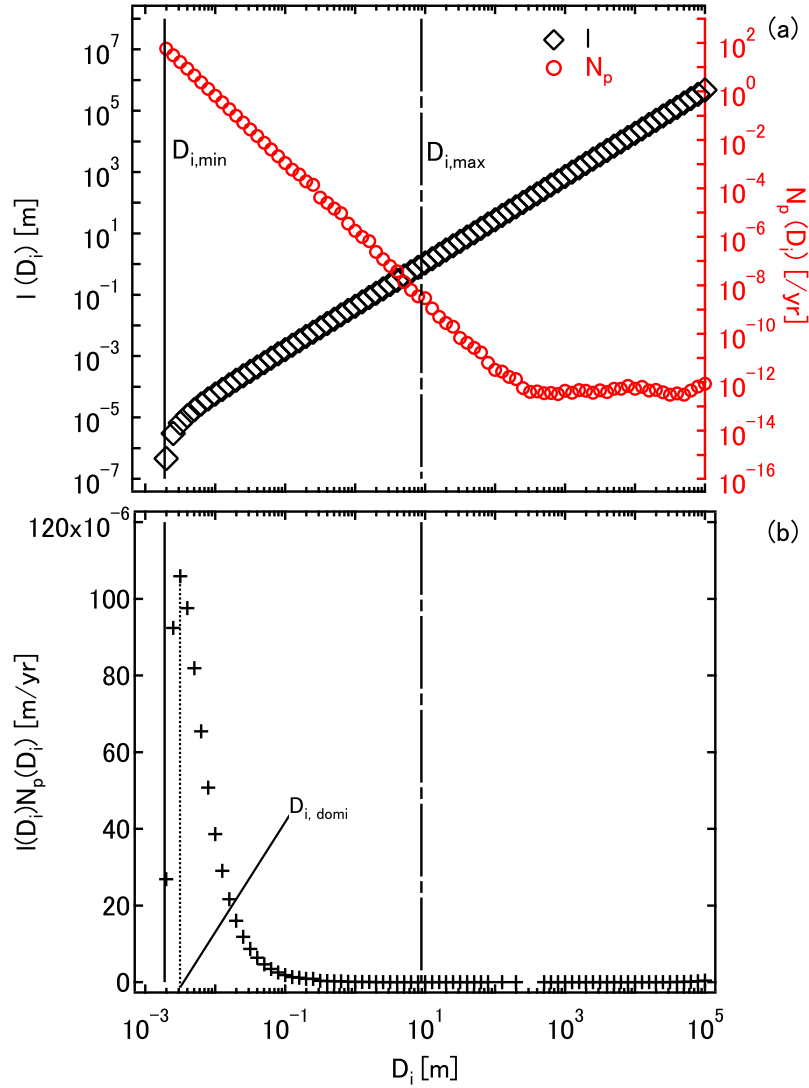


図 3.7 (a) $D_a = 355$ m のターゲット小惑星 (OBG モデルでイトカワの平均直径に最も近い数値データ) に対して MBAs における様々なサイズ D_i のインパクト (図 3.2 に示される MBAs の数値データ) が衝突した場合のレゴリス粒子の移動距離 $l(D_i)$ と衝突頻度 $N_p(D_i)$, (b)(a) の場合の様々な直径 D_i のインパクトに対する $l(D_i)$ と $N_p(D_i)$ の積 (計算のため, 表 3.1 のパラメーター値, $d = 1$ cm, $A = 100d$ の関係を用いた.).

分かる. この傾向は $D_a < 2 \times 10^4$ m の全てのターゲット小惑星で見られた. したがって, 本モデルにおいて, $T(D_a)$ は相対的に小さなインパクトによる衝突の影響を大きく受けているといえる. また, 図 3.7(b) において $l(D_i)N_p(D_i)$ が最大となるインパクト直径を $D_{i, domi}$ とすると, $D_{i, domi}$ は図 3.5 中に \times で示されている.

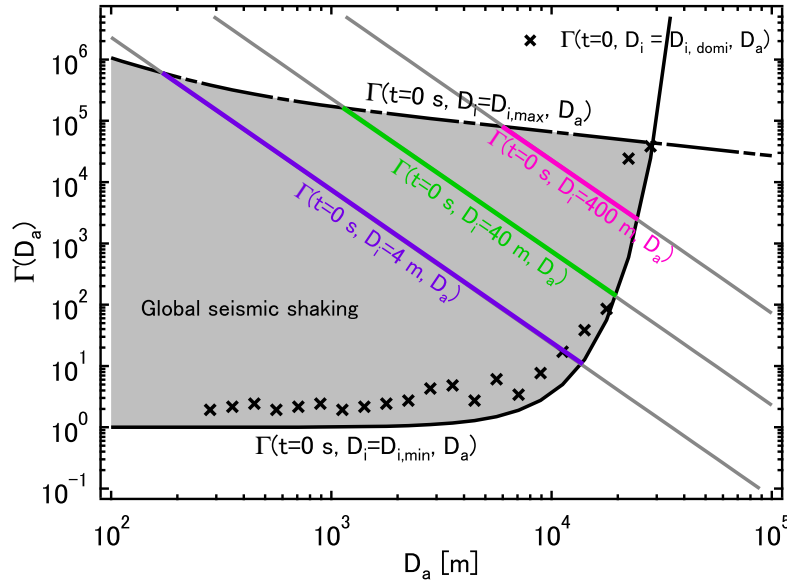


図 3.8 様々な直径 D_a に対して衝突の瞬間 ($t = 0$ s) に発生する Γ の値 (計算のため, 表 3.1 のパラメーター値, $d = 1$ cm, $A = 100d$ の関係を用いた.).

図 3.8 に $D_i = D_{i,min}$ (実線), $D_{i,domi}$ (×), 4 m (紫の実線), 40 m (緑の実線), 400 m (ピンクの実線), $D_{i,max}$ (点鎖線) のインパクトが様々なサイズのターゲット小惑星に衝突した瞬間 ($t = 0$) に発生する Γ の大きさをプロットした. 実線と点鎖線で囲まれる領域が全球対流領域である. 大規模な衝突 ($D_i \simeq D_{i,max}$) の時, 発生する Γ は数十万のオーダーに達する. 一方, すでに述べたように, 対流による表面更新プロセスに対して最終的に大きな影響を与えるのは $D_i \simeq D_{i,domi} \sim D_{i,min}$ の小規模な衝突である. $D_a < 5 \times 10^3$ m の範囲において, そのような衝突で発生する Γ は 1 のオーダーである. これは, 第 2 章の粉体対流実験における Γ の範囲 ($2 \leq \Gamma \leq 6$) と同じオーダーである. したがって, 2.4.3 節で得られた式 (2.6) の使用は, $D_a < 5 \times 10^3$ m の範囲に限れば, 妥当であるといえる. しかし, $D_a > 5 \times 10^3$ m では, $D_i \sim D_{i,min}$ による衝突であっても, Γ の値は $10^2 - 10^5$ と相対的に大きなオーダーとなる. このような”超”強加振領域では, 第 2 章で調べた粉体対流とは別の相 (先に挙げたレゴリス層のロフティング等) が小惑星のレゴリス層に生じるかもしれない. 本研究では, 便宜的にすべての D_a の範囲に式 (2.6) を適用するが, 今後は, 加振条件によってレゴリス層に生じる挙動を考慮する必要がある.

図 3.6 にも, $D_i = D_{i,domi}$ のインパクトが衝突したときの v_c および l が × としてプ

ロットされている． $D_i = D_{i,domi}$ の衝突イベントは頻度は多いが，その規模は非常に小さいため，その場合の v_c ， l の値も非常に小さくなる ($D_a \leq 5 \times 10^3$ m において l は仮定したレゴリス粒子直径 $d = 1$ cm の千分の一程度となる)．本研究ではこのような微小移動であっても対流ロールを形成することを仮定している．一方で， l が極端に微小である場合，レゴリス対流ロールの形成は難しいとする考え方もある．すなわち，図 3.1 のような対流ロールを形成するために l は下限値を l_{min} を持つと仮定する考え方である．この考え方に基づいた表面更新のタイムスケールの推定結果は付録の A.5 に載せる．

3.3 結果と解析

3.3.1 表面更新タイムスケールの推定結果

図 3.9(a) の ● が，OBG モデルの MBAs におけるインパクターの個数データを基に数値的に計算したレゴリス対流による表面更新のタイムスケール $T(D_a)$ である．同様に，▲ が，OBG モデルの NEAs におけるインパクターの個数データを基に数値的に計算した $T(D_a)$ である． $D_a < 5 \times 10^3$ m の小さな小惑星に関して，式 (3.9) の指数関数による減衰の効果は無視できる (τ_{diff} が非常に短いため 1 となる) ので，この領域で表面更新のタイムスケールはべき乗則に従う．一方，大きな $D_a (> 5 \times 10^3$ m) の領域においては， τ_{diff} が大きいため，式 (3.9) の指数関数の項が支配的となり， $T(D_a)$ は急激に増大する．

平均衝突寿命も，図 3.9(a) および (b) に ■ として示されている．平均衝突寿命は，ターゲット小惑星に対してカタストロフィック破壊をもたらすインパクター $D_{i,max}$ の衝突頻度の逆数として定義される [78, 21]． $D_a < 10^4$ m を満たす小惑星において，対流による表面更新のタイムスケールは，MBAs と NEAs の両方で平均衝突寿命より数桁短い．これは， $D_a < 10^4$ m の小惑星において，レゴリス対流が極めて短いタイムスケールで生じる，すなわち，重要な表面更新プロセスの一つであることを示唆する．特に，イトカワサイズの小惑星の表面更新のタイムスケールは， $T(D_a = 400 \text{ m}) = 1.8 \times 10^{-3} \text{ Myr}$ であり，これはイトカワサイズの小惑星の平均衝突寿命 $1.7 \times 10^2 \text{ Myr}$ よりも極めて短い (1 Myr は 100 万年)．なお，BAL モデルのインパクター個数分布を使用した場合でも，OBG モデルの時と同様の平均衝突寿命と $T(D_a)$ の関係を得た (付録の A.6.2)．

$D_a > 10^4$ m の全球振動が困難である大きな小惑星に関しても，局所的なレゴリス対流

(3.2.3 節の後半) が表面更新プロセスに寄与すると仮定すれば、表面更新のタイムスケールは短くなるかもしれない。局所的なレゴリス対流による表面更新過程を考慮した $T(D_a)$ は、それぞれ図 3.9(a) 中の \circ (MBAs), 図 3.9(b) 中の \triangle (NEAs) で示されている。実際、式 (3.9) の指数関数の項を無視できるくらい τ_{diff} が十分に小さいため、両方の推定値 (MBAs の場合、図 3.9(a) の \bullet と \circ , NEAs の場合、 \blacktriangle と \triangle) は $D_a < 5 \times 10^3$ m の範囲でよく一致する。

ただし、上記の結果は表 3.1 に示したパラメーターの標準値および $d = 1$ cm, $A/d = 100$ を適用した結果である。これらのパラメーターのうちいくらかは、仮定する小惑星の内部構造や表面状態によってその推定値に幅が生じる (パラメーター不定性)。例えば、ピーク振動周波数 f は表 3.1 に示した f の標準値より大きいかもしれない [76]。 $T(D_a)$ に対するパラメーター依存性を検証するためには、 $T(D_a)$ の近似形を求めておく と便利である。

加えて、 $D_a < 3.0 \times 10^2$ m の MBAs に関して、 $D_a < 6.0 \times 10^3$ m の NEAs に関して、 $T(D_a)$ は計算されていない。これは、 $T(D_a)$ の推定に必要なインパクターの個数分布のデータが不足しているためである。本研究で、使用しているインパクターの個数分布を示す OBG モデル [21] がフォローするインパクターサイズの下限值は、MBAs に関して $D_i = 1.1 \times 10^{-3}$ m, NEAs に関して $D_i = 1.1 \times 10^{-1}$ m である (図 3.2)。これに対して、MBAs に関して $D_i < 10^{-3}$ m, NEAs に関して $D_i < 10^{-1}$ m のインパクターの個数分布も、上記の小さなサイズの小惑星の $T(D_a)$ を計算するために必要である (図 3.5)。したがって、小さなサイズの小惑星における表面更新のタイムスケールを推定するためにも、 $T(D_a)$ の近似形を求めることは重要である。それ故、次節では、 $T(D_a)$ の近似的な表式を導出する。

3.3.2 表面更新タイムスケールのスケーリング

本節では $T(D_a)$ のスケーリング形式 (近似式) を導く。初めに、MBAs および NEAs の $N_{i,\text{cum}}(\geq D_i)$ は以下のようにべき乗則で表せると近似する。

$$N_{i,\text{cum}}(\geq D_i) = C_n D_i^{-\gamma}, \quad (3.20)$$

ここで、 C_n は (長さ) $^\gamma$ の次元を持つフィッティングパラメーターであり、 γ は図 3.2 の実線の傾きに相当するべき数である。MBAs および NEAs の C_n は、それぞれ、 $3.2 \times 10^{13} \text{ m}^{2.8}$,

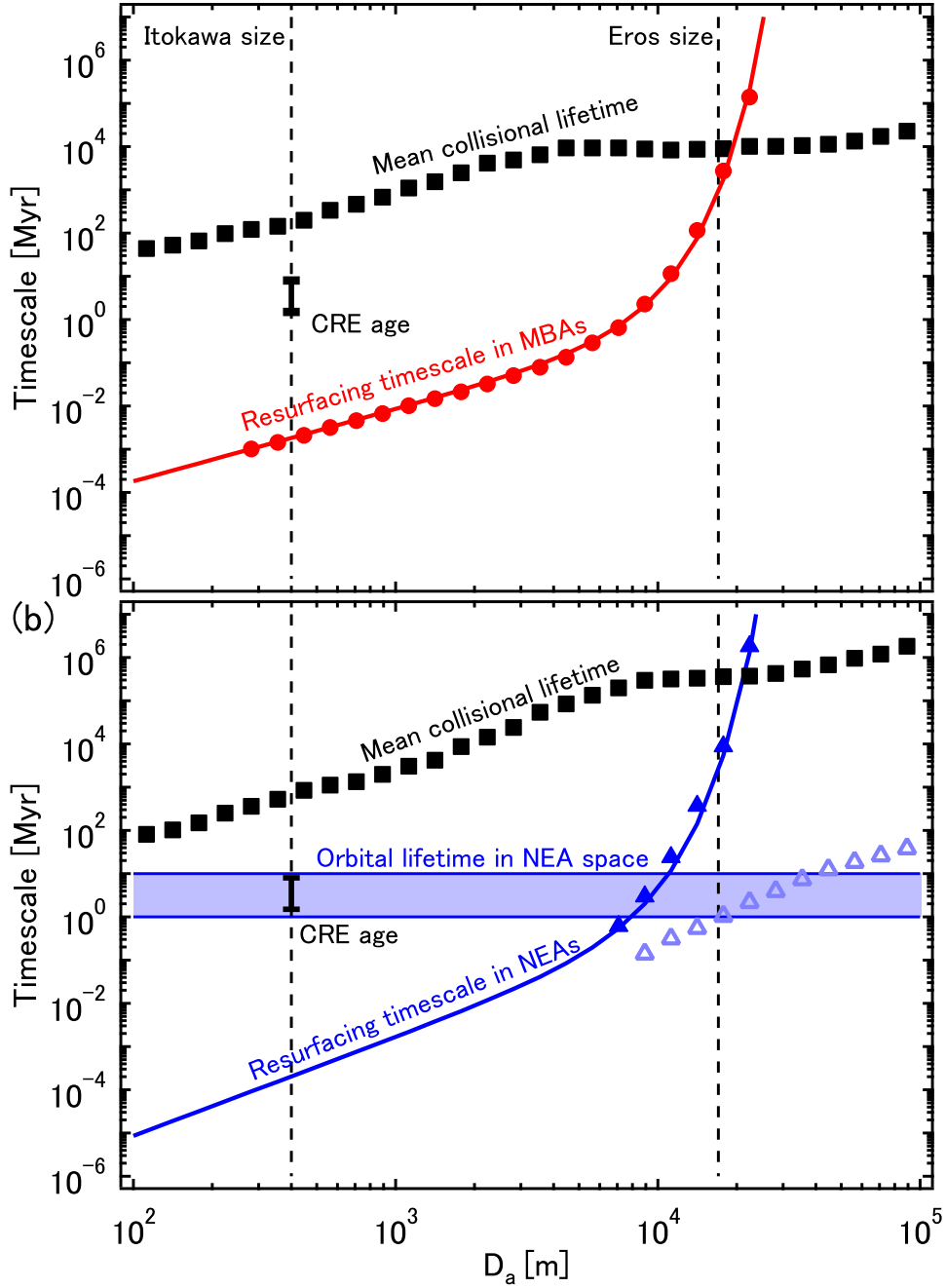


図 3.9 (a)MBAs における様々なタイムスケール. ● が図 3.2 の数値データより計算された MBAs の $T(D_a)$, - は式 (3.30) より計算された $T(D_a)$ を示す. (b)NEAs における様々なタイムスケール. ▲ が図 3.2 の数値データより計算された MBAs の $T(D_a)$, - は式 (3.31) より計算された $T(D_a)$ を示す. (a), (b) 共に ■ は平均衝突寿命 [21, 78], 黒色のエラーバーはイトカワサンプルの宇宙線照射年代を示す [12, 14] (計算のため, 表 3.1 のパラメーター値, $d = 1$ cm, $A = 100d$ の関係を用いた.).

$5.2 \times 10^{11} \text{ m}^{3.2}$ であり, MBAs および NEAs の γ の値は, それぞれ, 2.8 と 3.2 である.

式 (3.2), (3.19) および (3.20) を用いると, $L(D_a)$ を以下のように解析的に近似できる.

$$L(D_a) = \int_{D_{i,\min}}^{D_{i,\max}} l(D_i, D_a) N_p(D_i, D_a) dD_i \quad (3.21)$$

$$= \int_{D_{i,\min}}^{D_{i,\max}} l(D_i, D_a) P_i \left(\frac{D_i}{2} + \frac{D_a}{2} \right)^2 \left(-\frac{dN_{i,\text{cum}}(\geq D'_i)}{dD_i/D_i \ln B} \right) \frac{dD_i}{D_i \ln B}, \quad (3.22)$$

$N_{i,\text{cum}}$ の微分項の前の負号は $N_{i,\text{cum}}(\geq D_i)$ が負の傾きを持つため付けられている (すなわち, $\gamma > 0$). また, $B = 10^{0.1} \simeq 1.3$ は OBG モデルの個数分布における $D_{i,k}$ と $D_{i,k+1}$ の間の定数比を表し, ファクター $\ln B$ は対数ビン $d \log_B D_i = dD_i/D_i \ln B$ に由来する [21]. 式 (3.9), (3.20) を式 (3.22) に代入すると, 解析的に上記の積分が実行できる. 式 (3.22) の積分記号の中は,

$$L(D_a) = \frac{l_0 P_i C_n \gamma}{4} \int_{D_{i,\min}}^{D_{i,\max}} (\Gamma_{\text{diff}} D_i^{3\alpha} - 1) (D_i + D_a)^2 D_i^{-\gamma-1} dD_i \quad (3.23)$$

$$= \frac{l_0 P_i C_n \gamma}{4} \int_{D_{i,\min}}^{D_{i,\max}} (\Gamma_{\text{diff}} D_i^{3\alpha-\gamma+1} + 2\Gamma_{\text{diff}} D_a D_i^{3\alpha-\gamma} + \Gamma_{\text{diff}} D_a^2 D_i^{3\alpha-\gamma-1} - D_i^{-\gamma+1} - 2D_a D_i^{-\gamma} - D_a^2 D_i^{-\gamma-1}) dD_i \quad (3.24)$$

と展開できる (l_0 , Γ_{diff} については, それぞれ, 3.2.4 節の式 (3.10), (3.12) を参照). ここで, $g = \frac{2}{3}\pi G \rho_a D_a$ と表せることに注意して上記の積分を実行すると, $L(D_a)$ は, 以下のよう $D_{i,\max}$ または $D_{i,\min}$ を含む 12 の項の和で表される.

$$\begin{aligned} L(D_a) = \frac{l_0 P_i C_n \gamma}{4} & \left(\frac{\Gamma_{\text{diff}}}{3\alpha - \gamma + 2} D_{i,\max}^{3\alpha-\gamma+2} - \frac{\Gamma_{\text{diff}}}{3\alpha - \gamma + 2} D_{i,\min}^{3\alpha-\gamma+2} \right. \\ & + \frac{2\Gamma_{\text{diff}} D_a}{3\alpha - \gamma + 1} D_{i,\max}^{3\alpha-\gamma+1} - \frac{2\Gamma_{\text{diff}} D_a}{3\alpha - \gamma + 1} D_{i,\min}^{3\alpha-\gamma+1} \\ & + \frac{\Gamma_{\text{diff}} D_a^2}{3\alpha - \gamma} D_{i,\max}^{3\alpha-\gamma} - \frac{\Gamma_{\text{diff}} D_a^2}{3\alpha - \gamma} D_{i,\min}^{3\alpha-\gamma} \\ & - \frac{1}{-\gamma + 2} D_{i,\max}^{-\gamma+2} + \frac{1}{-\gamma + 2} D_{i,\min}^{-\gamma+2} \\ & - \frac{2D_a}{-\gamma + 1} D_{i,\max}^{-\gamma+1} + \frac{2D_a}{-\gamma + 1} D_{i,\min}^{-\gamma+1} \\ & \left. + \frac{D_a^2}{\gamma} D_{i,\max}^{-\gamma} - \frac{D_a^2}{\gamma} D_{i,\min}^{-\gamma} \right) \end{aligned} \quad (3.25)$$

式 (3.25) の各項の絶対値大きさを比較することによって, $L(D_a)$ の挙動を支配する主要項を抽出する. 式 (3.25) の右辺左側から各項の絶対値を, それぞれ, L1, L2, L3, L4,

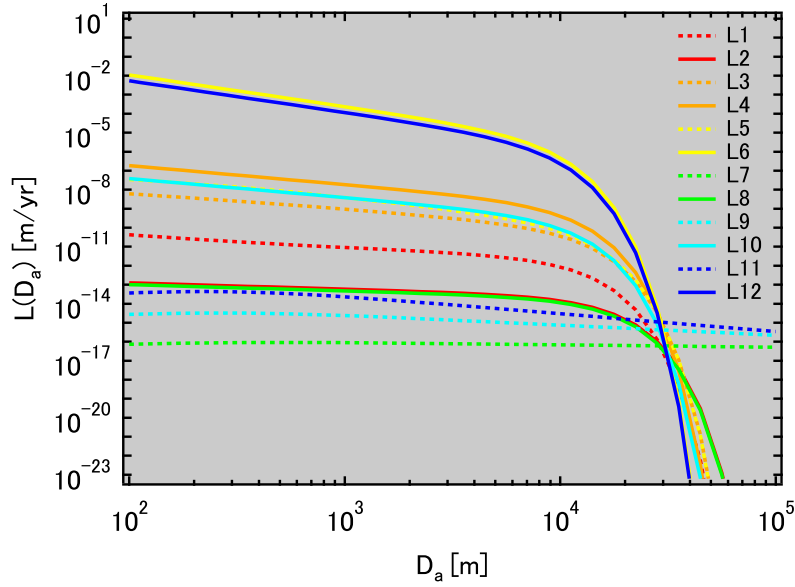


図 3.10 D_a に式 (3.25) の各項 (L1 - L12) の絶対値のプロット (計算のために $\alpha = 0.47$, $\beta = 0.82$ (2.3.3 節), $\gamma = 2.8$ (図 3.2), 表 3.1 のパラメーター標準値, $d = 1 \text{ cm}$ および $A/d = 100$ を用いた.)

L5, L6, L7, L8, L9, L10, L11, L12 とする. 図 3.10 は, D_a に対する L1 - L12 を, それぞれプロットした図である. ここでは, 各項 (L1 - L12) の絶対値を計算するために, $\alpha = 0.47$, $\beta = 0.82$ (2.3.3 節), $\gamma = 2.8$ (図 3.2), 表 3.1 のパラメーター標準値, $d = 1 \text{ cm}$ および $A/d = 100$ を用いた. 図 3.10 より, 全球振動が有効である, $D_a < 2 \times 10^4$ の範囲で, 式 (3.25) の第 6 項 (L6, 図 3.10 中の黄色の実線) と第 12 項 (L12, 図 3.10 中の青色の実線) が他の項に比べ著しく大きい, すなわち, この二項が主要項であることが分かる. それ故, 式 (3.25) は第 6 項と第 12 項の和で近似できる. この抽出された主要項を用いると, $L(D_a)$ は以下のように近似的に表すことができる.

$$L(D_a) \simeq \frac{l_0 P_i C_n \gamma}{4} \left(-\frac{\Gamma_{\text{diff}} D_a^2}{3\alpha - \gamma} D_{i,\min}^{3\alpha - \gamma} - \frac{D_a^2}{\gamma} D_{i,\min}^{-\gamma} \right) \quad (3.26)$$

$$= C_* Q \eta^{\frac{\gamma}{3}} f^{-2\alpha + \frac{2}{3}\gamma - 1} d^{-\alpha - \beta + \frac{1}{2}} v_i^{\frac{2}{3}\gamma} A^\beta G^{\alpha - \frac{2}{3}\gamma + \frac{1}{2}} \times \rho_i^{\frac{\gamma}{3}} \rho_a^{\alpha - \gamma + \frac{1}{2}} P_i C_n D_a^{\alpha - \frac{5}{3}\gamma + \frac{5}{2}} \exp\left(-\frac{2\gamma\pi f}{3Q} \tau_{\text{diff}}\right) \quad (3.27)$$

ここで, C_* は無次元の定数であり,

$$C_* = -\frac{C_0 \left(\frac{2}{3}\pi\right)^{\alpha+\frac{1}{2}} 3^{1+\frac{2}{3}\gamma}}{4(2\pi)^{2\alpha+1}}, \quad (3.28)$$

を満たす. 式 (3.26) および式 (3.27) より, $L(D_a)$ は $D_{i,\min}$ に依存する. すなわち, $T(D_a)$ も ($D_{i,\max}$ ではなく) $D_{i,\min}$ に依存することから, 解析的にも, 小さなインパクターの衝突がレゴリス対流による表面更新現象において重要な役割を果たすことが理解される. したがって, 式 (3.18) より, $T(D_a)$ は以下のようにべき乗則の項と指数関数の項の積として解析的に表現できる.

$$T(D_a) = C_{**} Q^{-1} \eta^{-\frac{\gamma}{3}} f^{2\alpha-\frac{2}{3}\gamma+1} d^{\alpha+\beta-\frac{1}{2}} v_i^{-\frac{2}{3}\gamma} A^{1-\beta} G^{-\alpha+\frac{2}{3}\gamma-\frac{1}{2}} \\ \times \rho_i^{-\frac{\gamma}{3}} \rho_a^{-\alpha+\gamma-\frac{1}{2}} P_i^{-1} C_n^{-1} D_a^{-\alpha+\frac{5}{3}\gamma-\frac{5}{2}} \exp\left(\frac{2\gamma\pi f}{3Q} \tau_{\text{diff}}\right). \quad (3.29)$$

ここで, $C_{**} = C_*^{-1}$ である.

$\alpha = 0.47$, $\beta = 0.82$ (2.3.3 節) および $\gamma = 2.8$ (図 3.2) を用いると, MBAs における式 (3.29) のスケーリング形式は以下ようになる.

$$T(D_a) = \frac{C_{**} A^{0.18} f^{0.09} d^{0.79} G^{0.88} \rho_a^{1.81}}{Q \eta^{0.93} v_i^{1.85} \rho_i^{0.93} P_i C_n} D_a^{1.66} \exp\left(\frac{1.9\pi f \tau_{\text{diff}}}{Q}\right), \quad (3.30)$$

ここで, $C_n = 3.2 \times 10^{13} \text{ m}^{2.8}$ が MBAs に関して適用される. 図 3.9(a) の赤色の実線が, 式 (3.30) を示す. 同様に, α , β の値および $\gamma = 3.2$ を用いると, NEAs に関する式 (3.31) は以下のように計算される.

$$T(D_a) = \frac{C_{**} A^{0.18} d^{0.79} G^{1.13} \rho_a^{2.15}}{Q \eta^{1.05} f^{0.16} v_i^{2.18} \rho_i^{1.05} P_i C_n} D_a^{2.28} \exp\left(\frac{2.1\pi f \tau_{\text{diff}}}{Q}\right), \quad (3.31)$$

ここで, $C_n = 5.2 \times 10^{11} \text{ m}^{3.2}$ が NEAs に関して適用される. 図 3.9(b) の青色の実線が式 (3.31) を示す. MBAs に関しても, NEAs に関しても, 局所振動の効果を無視する限り, $T(D_a)$ のスケーリング形式は数値計算された $T(D_a)$ (図 3.9 の ● と ▲) とよく一致していた. さらに, 式 (3.30) と (3.31) から, それぞれ MBAs と NEAs に関して $T(D_a)$ のパラメーター依存性を評価することができる.

3.4 議論

3.4.1 表面更新のタイムスケールとその他のタイムスケールの比較

ここでは、表 3.1 のパラメーター標準値および 3.2.4 節で導入した $A = 100d$, $d = 1$ cm の仮定に基づいて推定した表面更新のタイムスケール $T(D_a)$ (図 3.9) とその他の小惑星に関するタイムスケールについて議論する。

図 3.9 より、 $D_a < 2.0 \times 10^4$ m の MBAs と NEAs において表面更新のタイムスケール T は平均衝突寿命よりも顕著に短い。平均衝突寿命は、 q_d^* の値に強く依存する。ラブルパイル構造を持つ小惑星は一枚岩の小惑星より脆いと予想される。そのため、ラブルパイル小惑星の q_d^* は、文献 [78] で推定された値よりずっと小さい可能性がある (e.g. [83])。その場合、平均衝突寿命は小さくなる。すなわち、平均衝突寿命と $T(D_a)$ を比較する場合は、 q_d^* の不定性も考慮する必要がある。本研究では、文献 [78] より三桁ほど小さい q_d^* を仮定しても、 $D_a < 2.0 \times 10^4$ m の $T(D_a)$ は平均衝突寿命より十分に小さくなることを確認した。なお、 $T(D_a)$ の値はすでに述べたように $D_{i,\min}$ に大きく依存するため、 q_d^* の不定性による影響はない。

NEAs に関して、平均衝突寿命だけでなく軌道寿命も存在する。NEAs における軌道寿命とは、NEAs に属する小惑星が地球などの惑星と衝突したり、天体力学的な効果によって NEAs の軌道を離れるまでの平均的なタイムスケールである。NEAs の軌道寿命は 1 Myr - 10 Myr と考えられている [84]。これは、図 3.9(b) に青色のバンドとして示してある。図 3.9(b) より、NEAs に関して $D_a > 9.0 \times 10^3$ m の $T(D_a)$ は軌道寿命よりは大きい。したがって、このサイズの小惑星は、NEAs に属している間のレゴリス対流による表面更新は困難であると考えられる。一方、 $D_a < 9.0 \times 10^3$ m の NEAs であれば、その軌道寿命以内にレゴリス対流による表面更新は可能である。なお、1.1.3 節で紹介した小惑星エロスとイトカワは現在 NEAs に属している。本研究の結果から、エロスでは、レゴリス対流による表面更新が生じる可能性は低い、イトカワでは、レゴリス対流による表面更新が生じる可能性はあるといえる。

小惑星エロスに関して、前段落で述べたように、NEAs に属している間のレゴリス対流による表面更新は困難であるかもしれない。一方で、もともと MBAs に属して

いた小惑星エロスが天体力学的相互作用により、現在の軌道に移動してきたと仮定すると、図 3.9(a) より、MBAs におけるエロスサイズの表面更新のタイムスケールは $T(D_a = 1.7 \times 10^4 \text{ m}) = 2.2 \times 10^3 \text{ Myr}$ となる。これに対し、エロス表面の観測されたクレーターの数密度より推定された表面年代は、 $400 \pm 200 \text{ Myr}$ [17] または 120 Myr [23] であった (1.1.3 節)。これは、MBAs におけるエロスサイズの T の値より一桁程度小さい。したがって、小惑星エロスが過去に MBAs に属していたとしても、その間に対流による表面更新が生じる可能性は低いと考えられる。

小惑星イトカワに関して、その表面で観測されたクレーター記録を再現するために必要なタイムスケールは 75 Myr から 1 Gyr の範囲にあると報告された [20]。文献 [20] では、クレーター記録を再現する際に、全球振動による小クレーター消去過程 [17, 18] を考慮している。これは、イトカワの表面年代は、その平均衝突寿命と等しいかそれ以上であることを示唆している。一方、本研究で得られたイトカワサイズの T の値はクレーター密度より得られた表面年代よりも極めて短い（この傾向は MBAs, NEAs 共に同じ）。この関係は、クレーター消去過程の合間に生じるレゴリス対流によってイトカワ表面が新鮮に保たれている可能性を示唆する。更に、衝突クレーターのような表面地形は、レゴリス対流によって消去されるかもしれない。その時、 1 m のオーダーの対流ロールサイズを仮定しているから、直径 1 m 以下の小クレーターはレゴリス層の対流運動によって小惑星表面から消去されるかもしれない。実際に、小クレーターの個数はイトカワ表面において本来期待される数より少ないことが報告されており [19, 20]、本研究の結果と整合的な表面地形をイトカワは持っているといえる。

それでは、本研究のレゴリス対流モデルは小惑星イトカワより回収された粒子の宇宙線照射年代（CRE 年代）を説明できるだろうか？ここでは、宇宙線の浸透深さ 1 m より大きな $A = 10 \text{ m}$ の対流ロールサイズを仮定する（式 (3.30) 及び (3.31) より、 A の $T(D_a)$ に対するべき依存性は共に 0.18 であり、この値は他のパラメーターの $T(D_a)$ に対するべき依存性に比べ小さい。これは、 A の値の変動が $T(D_a)$ の値の変動に与える影響が非常に小さいことを意味する。 $A = 1 \text{ m}$ 及び $A = 10 \text{ m}$ の $T(D_a = 400 \text{ m})$ はオーダーで変わらなかった。）。サンプル粒子の CRE 年代 $1.5 - 8 \text{ Myr}$ は、1.1.4 節で述べたように、サンプル粒子がレゴリス層の表面下 1 m に滞留していたタイムスケールを表しているといえる。一方、本研究で推定された表面更新のタイムスケール T はレゴリス粒子が表面を対

流ロールサイズ A だけ水平移動する場合の滞在時間を表わしている．レゴリス粒子が表面化 1 m で宇宙線を浴びながら水平移動したと仮定すると、イトカワの T はサンプル粒子の CRE 年代 $1.5 - 8\text{ Myr}$ 以上であり、かつ平均衝突寿命 $1.7 \times 10^2\text{ Myr}$ 以下になるべきであるという制約条件が生じる．本研究で推定された T の値 $1.8 \times 10^{-3}\text{ Myr}$ (図 3.9(a)) および $1.0 \times 10^2\text{ yr}$ (図 3.9(b)) はサンプル粒子の CRE 年代 $1.5 - 8\text{ Myr}$ よりずっと短い．ため、イトカワにおいて表面更新のタイムスケールとサンプル粒子の CRE 年代は整合的とは言えない．しかし、3.3.1 節でも触れたように、図 3.9 の T の値の推定のために使用したパラメーター値 (表 3.1) は仮定するターゲット小惑星の内部構造や表面状態に起因する不定性を持つ．後に詳しく述べるが、パラメーターの不定性の範囲 (表 3.3) の中でも特に $Q \simeq 200$, $f \simeq 200$, $\eta \simeq 10^{-6}$ の時、式 (3.30) より $T \simeq 1\text{ Myr}$ でありイトカワ ($D_a = 400\text{ m}$) の T は制約条件を満たす．つまり、イトカワの T とサンプル粒子の CRE 年代は整合的といえる．ただし、サンプル粒子はイトカワ表面の特定の領域から極微量採集されただけにすぎない．そのため、今後の探査では表面の複数の地点からサンプルを採集し、CRE 年代の精度を上げる必要がある．加えて、 T と CRE 年代の整合的ではない場合、CRE 年代は、1.1.4 節でも触れたように隕石衝突時のレゴリス層の削剥やレゴリス粒子の静電浮遊といった最表層の損失に伴う表面更新の影響を反映している可能性もある．そのため、今後は、最表層の損失を伴う現象と対流によるレゴリス粒子の鉛直方向の移動を合わせて考察する必要がある．

上記で述べたように、表面更新のタイムスケール $T(D_a)$ の推定に使用するパラメーター値はターゲット小惑星の内部構造や表面状態に起因する不定性を持つ．そのため、次節では、パラメーター値の不定性を考慮して、レゴリス対流による表面更新が平均衝突寿命の範囲内に実現可能であるかを再度議論する．

3.4.2 表面更新の実現可能性の評価

本節では、以下の順で表面更新のタイムスケールと平均衝突寿命の比較からレゴリス対流仮説の妥当性を議論する．第一にパラメーターの不定性の範囲を再確認する (パラメーター不定性の範囲)．次に、レゴリス対流の可能性を数値化した無次元のカップリングパラメーターを導入する (表面更新の困難さを表す無次元数)．最後に、対流による表面更新の実現可能性をパラメーター空間と無次元のカップリングパラメーターを用いて議論す

る（表面更新の実現可能なパラメーター領域）。

パラメーター不定性の範囲

表 3.3 に、本研究で相対的に大きな不定性を持つパラメーターの範囲をまとめた。 v_i , G , ρ_i , ρ_a , P_i , C_n の値は観測や適切なモデルによって典型的な値が推定されているが、 Q , η , A/d , f の値は他のパラメーターより広い不定性の範囲を持つと考えている。表 3.3 で、最も大きな不定性を持つパラメーターは η である。その不定性の範囲は、 10^{-6} から 10^{-1} と 5 桁に及ぶ。それ故、 η の値の不定性は、表 3.3 のパラメーター群の中でも特に $T(D_a)$ の推定に大きな影響を与えると考えられる。文献 [77] では、室内での衝突実験 10^{-5} から 10^{-4} の η の値を報告している。この実験の衝突速度は、本研究で採用しているインパクトの典型的な衝突速度と比べて低い、推定された η の値は本研究で仮定した標準値と同程度であった。 Q の値に関して、小惑星の内部に振動エネルギーを散逸させるような要因があれば、本研究で採用したパラメーター標準値より一桁小さい $Q = 200$ も考えられる [17, 18]。同様に、仮定する小惑星の内部構造が本研究と異なると、特にイトカワ程度のサイズの小さな小惑星の f の値は 20 Hz より大きくなる（おそらく 100 Hz 以上）場合もある [76]。 A は、本研究独自のパラメーターであり、3.2.4 節では、特定の実験条件における粉体対流ロールがスプリットする長さスケールからその値を推定しているため、不定性を持つと考えられる。 d は、図 3.9 の T の推定では小惑星イトカワの観測より得られた値を典型値として採用したが、他の小惑星でもこの値が一般的であるかは自明でない。

加えて、本研究では、3.3.2 節の近似計算より、相対的なパラメーターの感度も T の値に影響を与えることが明らかになった。式 (3.30), (3.31) より、それぞれ MBAs と NEAs の $T(D_a)$ に対する相対的なパラメーターの感度を読み取ることができる。式 (3.30), (3.31) の各パラメーターのべき数が大きいほど、そのパラメーターは $T(D_a)$ に対してより強い依存性を持つ、すなわち、感度が強いことを意味する。そのため、 Q , η , d , v_i , G , ρ_i , ρ_a , P_i , C_n は $T(D_a)$ に対して相対的に強い感度を持つ。一方、 A , f の $T(D_a)$ に対するパラメーター感度は相対的に弱いといえる。それ故、実際のところ、 $T(D_a)$ に強く影響を与えるパラメーターは、表 3.3 のうち Q , η , d であるといえる。

表 3.3 表面更新のタイムスケールの推定のために必要なパラメーターの不定性の下限値と上限値 [17, 18, 76].

	下限	標準	上限
Q	200	2000	2000
f (Hz)	10	20	200
η	10^{-6}	10^{-4}	10^{-1}
A/d		100	

表面更新の困難さを表す無次元数

次に、レゴリス対流による小惑星表面更新の実現可能性を定量的に評価するための無次元のカップリングパラメーターを導入する．表 3.3 の範囲で、表 3.1 のパラメーター標準値とは異なるパラメーター値を仮定すると、図 3.9 中の $T(D_a)$ を表す赤色（式 (3.30)）や青色（式 (3.31)）の実線は縦軸方向に平行移動する．この平行移動（ $T(D_a)$ の変動）は、表 3.3 に示した個々の不定性を持つパラメーターが相互に影響することによって生じる．それ故、表 3.3 に示したパラメーター群は、それらの $T(D_a)$ に与える影響を評価する際に一括して扱う方が望ましい．また、2.1 節でも触れたが、無次元数の形式は単位系に依存しないため、複数の物理パラメーターを一括して評価する際に都合がよい．

ここでは、 $T(D_a)$ と衝突寿命の大小関係に着目する．そのため、式 (3.30) において指数関数の項を無視して、無次元化した表式は以下のように書ける．

$$T \sqrt{G\rho_a} = Y \left(\frac{P_1 D_a^3}{v_i} \right)^{-1} (C_1 D_a^{-2.78})^{-0.69} \left(\frac{G\rho_a D_a^2}{v_i^2} \right)^{1.35} \left(\frac{\rho_1}{\rho_a} \right)^{-0.93}, \quad (3.32)$$

Y は不定性を持つ主要なパラメーター、 Q 、 η 、 f 、 d 、 A から構成される無次元数である． Y は以下のように表される．

$$Y = C_{**} Q^{-1.00} \eta^{-0.93} \left(\frac{f}{v_i C_1^{-0.36}} \right)^{0.09} (d C_1^{-0.36})^{0.79} (A C_1^{-0.36})^{0.18}. \quad (3.33)$$

ここで、 $\alpha = 0.47$ 及び $\beta = 0.82$ に加え、MBAs の累積個数分布のべきの値 $\gamma = 2.8$ を用いた．NEAs に関しても、MBAs と同様の手順で Y を導出できる．

上記で導出した無次元数 Y の値はレゴリス対流による表面更新の困難さを定量的に示す．図 3.9(a) に示された $T(D_a)$ の近似形（赤色の実線）は $Y \simeq 10^{-3}$ に相当する．NEAs

の場合（図 3.9(b) の青色の実線）は $Y \approx 10^{-2}$ に相当する．MBAs に関して $Y \approx 10^2$ の時（NEAs に関して $Y \approx 10^4$ の時） $T(D_a)$ と MBAs の平均衝突寿命（NEAs の平均衝突寿命）の値が同じオーダーとなる．これは、 Y の値は $T(D_a)$ の変動と連動することを示す．そして、MBAs に関して $\log_{10} Y > 2$ （NEAs に関して $\log_{10} Y > 4$ ）の場合、小惑星表面をレゴリス対流によって更新することは困難であることを意味する．なぜならば、このようなパラメーター空間では、小惑星は表面更新の以前に衝突によって破壊される運命にあるからである．逆に、MBAs に関して $\log_{10} Y < 2$ （NEAs に関して $\log_{10} Y < 4$ ）の場合、レゴリス対流による小惑星表面更新は衝突寿命のうちに実現可能である．言い換えると、MBAs に関して $\log_{10} Y < 2$ （NEAs に関して $\log_{10} Y < 4$ ）を満たす Q , η , f , d , A のパラメーター空間であれば、小惑星表面をレゴリス対流によって更新することは実現可能であることを意味する． $\log_{10} Y$ の値を使えば、任意のターゲット小惑星において、探査、実験、数値モデルから信頼できるパラメーターの値を推定できた時、レゴリス対流による表面更新の実現可能性を判定することができる．

表面更新の実現可能なパラメーター領域

小惑星表面更新の可能性を系統的に推定するために、式 (3.33) と $\log_{10} Y < 2$ という基準を導入した．3.4.2 節で議論したように、 Q , η , d は、 $T(D_a)$ に対するパラメーター感度が相対的に強く、かつ不定性の幅も大きい．そこで、本節ではこれらのパラメーターに注目し、どのような範囲で対流による表面更新が実現可能かを議論する．図 3.11 では Q , η を軸とするパラメーター空間を取り、対流による表面更新のしきい値 $\log_{10} Y = 2$ が描かれる． $d = 1 \text{ cm}$ （青）および 1 mm （緑）の 2 種類の $\log_{10} Y = 2$ が描かれている．他のパラメーターの値は表 3.1 の標準値に固定した．図 3.11 の Q - η パラメーター空間において、 $\log_{10} Y = 2$ より大きな青のハッチをかけた領域では、 $d = 1 \text{ cm}$ のレゴリス層で対流による表面更新が平均衝突寿命の範囲内に発生し、緑のハッチをかけた領域（青のハッチの部分も含む）が、 $d = 1 \text{ mm}$ のレゴリス層で対流による表面更新が平均衝突寿命の範囲内で発生する．図 3.11 の緑の実線より下の白い領域の Q - η の場合、小惑星は対流による表面更新を衝突寿命以内に経験することはできない．

図 3.11 の黒の実線で囲まれハッチをかけられた四角領域は、表 3.3 に示した Q , η の不定性の範囲（ $10^{-6} \leq \eta \leq 10^{-1} \cap 200 \leq Q \leq 2000$ ）に相当する．図 3.11 より、四角領域は

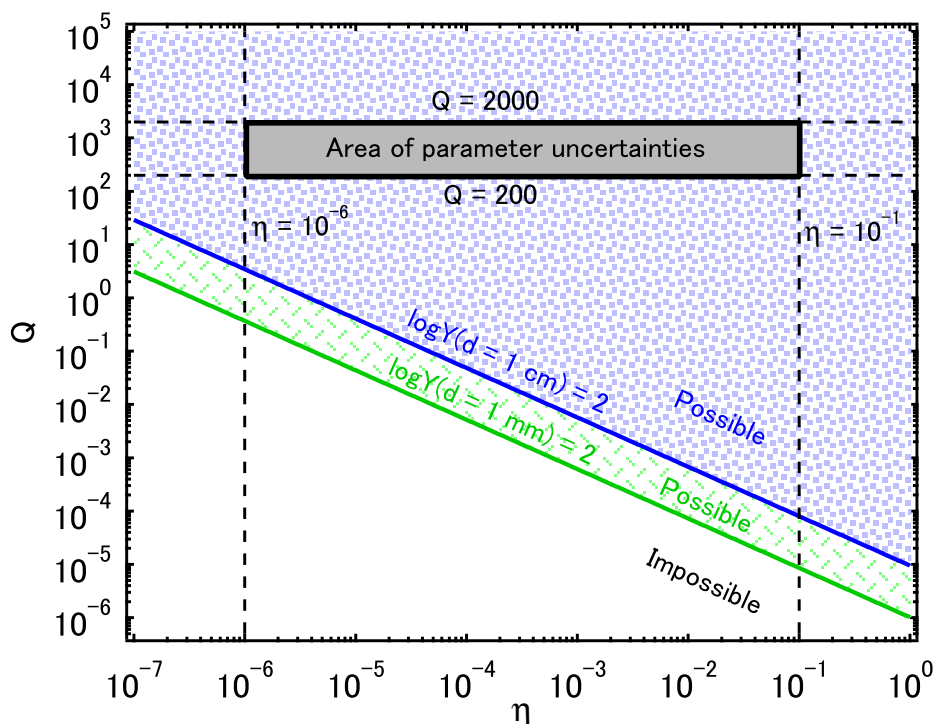


図 3.11 Q vs. η のパラメーター空間における表面更新の相図. 実線の四角で囲まれたハッチをかけた領域は表 3.3 に示した Q , η の不定性の範囲に相当する. 青, 緑の実線は, それぞれ, $d = 1$ cm, $d = 1$ mm の時の $\log_{10} Y = 2$ (この時 $T(D_a)$ と平均衝突寿命が同じオーダーとなる) を示す. 青, 緑のハッチをかけた領域では衝突寿命以内に対流による表面更新が可能なパラメーター空間を示す.

完全にハッチをかけた領域 ($\log_{10} Y(d = 1 \text{ cm}) = 2$ より上の領域) の中に存在することが分かる. これは, 他のパラメーターより感度の強い η や Q のパラメーターの不定性の範囲を考慮しても, レゴリス対流による表面更新は様々なサイズの小惑星で十分に実現可能であることを意味する. つまり, レゴリス対流仮説は現象のタイムスケールという視点で見ても十分に妥当であるといえる.

3.4.3 表面更新モデルに考慮されていない効果

最後に, 本研究で提案されたモデルは, 全球的なレゴリス対流の極めて平均化された描像を議論していることに注意すべきである. それ故, まだ考慮されてない, レゴリス対流による表面更新のタイムスケールに大きな影響を与える考えられる効果が存在する.

本モデルでは、レゴリス粒子の対流運動は間欠的に生じる衝突励起振動に駆動されると考えているが、定常振動による実験で得られたスケーリング則を対流速度の推定に使用した。間欠振動は、 C_0 、 α および β のといったスケーリングパラメーターに影響を与える可能性があり、これらは $T(D_a)$ と各パラメーターの依存関係の強さに影響を与える可能性がある。したがって、間欠振動（より厳密に小惑星の衝突励起振動を模擬するならば間欠的な減衰振動）を与えた際の粉体対流速度を計測し、その時の C_0 、 α および β を推定し、タイムスケールの推定に利用する必要がある。また、3.2.4 節でも指摘したように、 Γ が非常に大きい大規模衝突の場合のレゴリス層に対する影響も明らかにすべきである。もし、文献 [76] や [61] で指摘されているようなレゴリス層の浮き上がり現象が生じる場合、浅いレゴリス層における粒子の対流運動は困難であるかもしれない（そのような場合、図 3.4 - 3.8 のハッチをかけた領域は減少し、推定される $T(D_a)$ も長くなる可能性がある。).

第 4 章

まとめ

本研究では、タイムスケールを指標として、レゴリス対流現象の小惑星表面進化への寄与を考察するために、レゴリス対流による小惑星表面更新のタイムスケールを見積もることが最大の目的であった。これを達成するために、

- (I) 粉体対流実験を行い、粉体対流速度のスケーリング則を構築する、
- (II) 衝突頻度モデル、衝突励起振動モデル、粉体対流速度のスケーリング則を組み合わせ、レゴリス対流による表面更新モデルを開発する、

という二つの段階を経た。段階 (I) および (II) についてはそれぞれ第 2 章、第 3 章に述べた。本章では、これらの目的を達成して、粉体物理、惑星科学に対してどのような知見が得られたかを以下にまとめる。

第 2 章の粉体対流実験では、ガラスビーズ粉体層に対して鉛直定常振動を加え、最大対流速度 v_{zmax} を PIV を用いて測定した。 v_{zmax} は容器壁面における粒子下降流の速度であるが、本研究では、これを粉体対流速度の代表値であるとみなしてスケーリング解析を行った。規格化された対流速度 $v_{\text{zmax}}^* = v_{\text{zmax}} / \sqrt{gd}$ はシェイキングパラメーター $S = (2\pi A_0 f)^2 / gd$ と無次元システムサイズ $L = \sqrt{RH}/d$ によってスケールされることが分かった。これまで、粉体振動層では、加速度のバランスである Γ がその挙動を記述するための有効な無次元数とされてきたが、エネルギー（速度）バランスである S も有効な無次元数であることが示された。本研究で、実験的に得られたスケーリング則（式 (2.5)）より、代表対流速度が最大振動速度 $2\pi A_0 f$ 、重力が作る速度 \sqrt{gd} 、そして無次元システム

サイズ L のべき乗則の積として記述できることが示された。また、得られたスケーリング則は、定量的には、粉体対流や BNE に関する先行研究と概ね整合的であった。本研究で得られたスケーリング則を用いれば、穏やかな振動条件 ($\Gamma \sim 1$) における対流速度を推定することができる。ただし、本実験では、粒子-粒子および粒子-壁間に働く摩擦について系統的な実験を行っていないので、得られたスケーリングを応用したレゴリス対流の運動学は、理想化された第一次近似的な結果という位置づけである。より現実的な粉体対流によるレゴリス移動を調べるためには、摩擦の効果を考慮した系統的な粉体対流の研究が必要不可欠である。

第3章のレゴリス対流による小惑星表面更新のタイムスケールの推定では、粉体対流すなわちレゴリス対流によって生じる小惑星レゴリス層の表面更新のモデルを開発し、モデル計算によりタイムスケールを推定することに成功した。モデルは、(i) 衝突 (ii) 振動 (ii) 対流の三段階からなり、一連の流れが間欠的に繰り返される、すなわち間欠的な振動によってレゴリス層に粒子の対流運動が生じることを仮定している。本モデルでは、非常に単純化されたレゴリス対流の平均的な描像を表しているが、様々な直径 D_a の小惑星の表面更新のタイムスケールを推定することができる。また、表面更新のタイムスケールを推定するために使用されたパラメーターの標準値のいくつかは、小惑星の性質に依存するため、不定性を持ち、それ故、表面更新のタイムスケールの推定値に変動をもたらす。そこで本研究では対流による表面更新の困難さを定量的に評価できる無次元のカップリングパラメーター Y を導入した。 Y の導入によって、多くの不定性を持つパラメーターからなる対流による表面更新の実現可能性を定量的かつ統一的に扱えるようになった。同時に、本研究では表面更新のタイムスケールを簡便に推定できるスケーリング形式も導出した。これは、数多くあるパラメーターの相対的な重要性を評価するために役立つ。最終的に、レゴリス対流による小惑星の表面更新は、現在推定されているパラメーター値の不定性を考慮しても、その平均衝突寿命のうちに十分実現可能であるということが分かった。それ故、レゴリス対流も、小惑星の表面進化を理解する際に考慮すべき現象の一つであるといえる。今後の探査や実験で得られた情報は、レゴリス対流モデルを改良していくうえで、重要な情報となるだろう。特に、*Hayabusa2* や *OSIRIS-REx* による小惑星表面の観測やサンプル回収は、表面更新のタイムスケールを推定するためのパラメーター値に関してより信頼できる情報をもたらすと期待される。

第 1 章でも述べたが、レゴリスという粉体物質に覆われた小惑星の表面進化に関する研究は、まだ端緒についたばかりである。これまでに、探査機によって得られた小惑星表面の画像データや回収試料から、その表面地形や表面年代が明らかにされた。さらに、その表面地形や表面年代を説明するためのアイデアも出されてきた。本研究に取り掛かった時点では、これらの内いくつかは未だ定性的な仮説の域を出ていないという状況であった。そのような仮説の一つが、粉体対流や BNE によって小惑星レゴリス層の進化を説明するレゴリス対流仮説であった。本研究によって、衝突破壊や宇宙線照射といった小惑星に関する様々な物理現象とレゴリス対流現象をタイムスケールという指標を通じて比較することが可能となった。また、レゴリス対流が効果的に働く小惑星サイズやレゴリス対流を引き起こす物理パラメーターの範囲を制約することができた。ただし、本研究は、地上で観察される粉体物理現象の惑星科学的応用の第一段階という位置づけである。本研究で提案されたモデルでは、多くの仮定を経て構築されており、その継続的な改良・修正は必要不可欠である。しかしながら、何度も述べている通り、小惑星表層レゴリスの動力学的な進化を研究する分野は未だ発展途上であるから、本研究のように改良の余地を残しながらでも筋の通った定量的な評価の枠組みを提案することは大変重要である。

今後、本研究のような小惑星表層進化を研究する分野に必要なことは以下である。多くの小惑星では、探査機の訪問を除いて小惑星表層の情報をレゴリス粒子のサイズ程度の解像度の情報を得る手段はない。この状況は、着陸探査等のミッション計画の立案を困難にしている。もしも、レゴリス粒子サイズの解像度で小惑星表層の進化を再現できれば、着陸探査の計画も立てやすくなるだろう。レゴリスのような粉体素材からなる土壌の研究では地球でよく発展している土質力学の応用が重要になるかもしれない。また、粉体物理の分野でも粉体という素材の持つ非線形性からその挙動に関して統一的な見解が取れてない状況にある。粉体の持つ基本的な性質の継続的な調査も、レゴリスで覆われた小惑星の進化を探るために必要である。

謝辞

本研究を遂行するにあたり、名古屋大学大学院環境学研究科博士前期課程に入学後5年間に渡りご指導、ご鞭撻を頂いた指導教員の桂木洋光准教授に心より感謝申し上げます。桂木先生には名古屋大学において粉体物理の基礎知識から実験・データ解析の基礎技術に至るまで丁寧に指導して頂きました。また、自身の惑星科学分野への強い興味に配慮していただき、粉体物理分野だけでなく惑星科学分野の研究者との議論の機会を与えていただき、粉体物理の実験から始まった本研究を惑星科学への応用につなげる足掛かりとなりました。また、筑波大学大学院システム情報工学研究科構造エネルギー工学専攻の松島亘志教授には本論文の査読をお願いし、地盤工学、粒状体力学の観点から多くの助言を頂き、大変お世話になりました。

本論文をまとめるにあたり、名古屋大学大学院環境学研究科地球惑星物理学講座の渡邊誠一郎教授、熊谷博之教授、城野信一准教授、諸田智克助教には貴重な時間を割いて頂き、多くのご指導とご助言を頂きました。心より感謝申し上げます。

名古屋大学・地球惑星物理学講座後輩達には学会への参加、研究内容に関する議論など本当にお世話になりました。おかげで非常に充実した大学院生活が送れました。これからの皆さんの研究活動に期待しています。

最後に、5年間にわたる長期の学生研究生活において、両親、叔母、弟達は、常に理解を示し、研究を続ける上での支えとなりました。心より感謝申し上げます。

参考文献

- [1] William F. Bottke, Alberto Cellino, Paolo Paolicchi, and Richard P. Binzel, editors. *Asteroids III*. University of Arizona Press, Tucson, 2002.
- [2] Michel P., DeMeo E. Francesca, and Bottke F. William, editors. *Asteroids IV*. University of Arizona Press, Tucson, 2015.
- [3] 渡部潤一, 井田茂, 佐々木晶 (編) . シリーズ現代の天文学 9 太陽系と惑星. 日本評論社, 東京, 2008.
- [4] Fumihiko Usui, Daisuke Kuroda, Thomas G. Müller, Sunao Hasegawa, Masateru Ishiguro, Takafumi Ootsubo, Daisuke Ishihara, Hirokazu Kataza, Satoshi Takita, Shinki Oyabu, Munetaka Ueno, Hideo Matsuhara, and Takashi Onaka. Asteroid catalog using akari: Akari/irc mid-infrared asteroid survey. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, Vol. 63, No. 5, pp. 1117–1138, 2011.
- [5] A. Morbidelli. Origin and evolution of near earth asteroids. *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, Vol. 73, No. 1, pp. 39–50, 1999.
- [6] Morbidelli A., Bottke Jr. W. F., Ch. Froeschlé., and Michel P. Origin and evoluion of near-earth objects. In William F. Bottke, Alberto Cellino, Paolo Paolicchi, and Richard P. Binzel, editors, *AsteroidsIII*, pp. 409 – 422. University of Arizona Press, Tucson, 2002.
- [7] R. P. Binzel, Reddy V., and Tasha Dunn. The near-earth object population: Connections to comets, main-belt asteroids, and meteorites. In Michel P., DeMeo E. Francesca, and Bottke F. William, editors, *AsteroidsIV*, pp. 243 – 256. University of Arizona Press, Tucson, 2015.
- [8] R. J. Sullivan, P. C. Thomas, S. L. Murchie, and M. S. Robinson. Asteroid geology from

- galileo* and *near shoemaker* data. In William F. Bottke, Alberto Cellino, Paolo Paolicchi, and Richard P. Binzel, editors, *AsteroidsIII*, pp. 331–350. University of Arizona Press, Tucson, 2002.
- [9] Clark R. Chapman, William J. Merline, Peter C. Thomas, Jonathan Joseph, Andrew F. Cheng, and Noam Izenberg. Impact history of Eros: Craters and boulders. *Icarus*, Vol. 155, No. 1, pp. 104 – 118, 2002.
- [10] A Fujiwara, J Kawaguchi, D. K. Yeomans, M. Abe, T. Mukai, T. Okada, J. Saito, H. Yano, M. Yoshikawa, Scheeres D. J., O. Barnouin-Jha, A. F. Cheng, H. Demura, R.W. Gaskell, N. Hirata, I. Ikeda, T. Kominato, A. M. Miyamoto, H. Nakamura, R. Nakamura, S. Sasaki, and K. Uesugi. The rubble-pile asteroid Itokawa as observed by Hayabusa. *Science*, Vol. 312, pp. 1330–1334, 2006.
- [11] J. Saito, H. Miyamoto, R. Nakamura, M. Ishiguro, T. Michikami, A. M. Nakamura, H. Demura, S. Sasaki, N. Hirata, C. Honda, A. Yamamoto, Y. Yokota, T. Fuse, F. Yoshida, D. J. Tholen, R. W. Gaskell, T. Hashimoto, T. Kubota, Y. Higuchi, T. Nakamura, P. Smith, K. Hiraoka, T. Honda, S. Kobayashi, M. Furuya, N. Matsumoto, E. Nemoto, A. Yukishita, K. Kitazato, B. Dermawan, A. Sogame, J. Terazono, C. Shinohara, and H. Akiyama. Detailed images of asteroid 25143 Itokawa from Hayabusa. *Science*, Vol. 312, No. 5778, pp. 1341–1344, 2006.
- [12] K. Nagao, R. Okazaki, T. Nakamura, N. Y. Miura, T. Osawa, K. Bajo, S. Matsuda, M. Ebihara, T. Noguchi, A. Tsuchiyama, H. Yurimoto, M. E. Zolensky, M. Uesugi, K. Shirai, M. Abe, T. Yada, Y. Ishibashi, A. Fujimura, T. Mukai, M. Ueno, T. Okada, and J. Yoshikawa, M. Kawaguchi. Irradiation history of Itokawa regolith material deduced from noble gases in the Hayabusa samples. *Science*, Vol. 333, pp. 1128–1131, August 2011.
- [13] Akira Tsuchiyama, Masayuki Uesugi, Takashi Matsushima, Tatsuhiro Michikami, Toshihiko Kadono, Tomoki Nakamura, Kentaro Uesugi, Tsukasa Nakano, Scott A. Sandford, Ryo Noguchi, Toru Matsumoto, Junya Matsuno, Takashi Nagano, Yuta Imai, Akihisa Takeuchi, Yoshio Suzuki, Toshihiro Ogami, Jun Katagiri, Mitsuru Ebihara, Trevor R. Ireland, Fumio Kitajima, Keisuke Nagao, Hiroshi Naraoka, Takaaki Noguchi,

- Ryuji Okazaki, Hisayoshi Yurimoto, Michael E. Zolensky, Toshifumi Mukai, Masanao Abe, Toru Yada, Akio Fujimura, Makoto Yoshikawa, and Junichiro Kawaguchi. Three-dimensional structure of Hayabusa samples: Origin and evolution of Itokawa regolith. *Science*, Vol. 333, No. 6046, pp. 1125–1128, 2011.
- [14] M. M. M. Meier, C. Alwmark, U. Bajt, U. Böttger, H. Busemann, W. Fujiya, U. Heitmann, P. Hoppe, H.-W. Hübers, F. Marone, U. Ott, S. Pavlov, U. Schade, N. Spring, M. Stampanoni, and I. Weber. A precise cosmic-ray exposure age for an olivine grain from the surface of near-earth asteroid (25143) itokawa. *45th Lunar and Planetary Science Conference*, Vol. 1247, , 2014.
- [15] Toru Matsumoto, Akira Tsuchiyama, Kentaro Uesugi, Tsukasa Nakano, Masayuki Uesugi, Junya Matsuno, Takashi Nagano, Akira Shimada, Akihisa Takeuchi, Yoshio Suzuki, Tomoki Nakamura, Michihiko Nakamura, Arnold Gucsik, Keita Nagaki, Tatsuhiko Sakaiya, and Tadashi Kondo. Nanomorphology of itokawa regolith particles: Application to space-weathering processes affecting the itokawa asteroid. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, Vol. 187, pp. 195 – 217, 2016.
- [16] N. Murdoch, Sánchez P., Schwartz S. R., and Miyamoto H. Asteroid surface geophysics. In Michel P., DeMeo E. Francesca, and Bottke F. William, editors, *AsteroidsIV*, pp. 767 – 792. University of Arizona Press, Tucson, 2015.
- [17] James E. Richardson, H. Jay Melosh, and Richard Greenberg. Impact-induced seismic activity on asteroid 433 Eros: A surface modification process. *Science*, Vol. 306, No. 5701, pp. 1526–1529, 2004.
- [18] James E. Richardson Jr, H. Jay. Melosh, Richard J. Greenberg, and David P. O’Brien. The global effects of impact-induced seismic activity on fractured asteroid surface morphology. *Icarus*, Vol. 179, pp. 325 – 349, 2005.
- [19] Naru Hirata, Olivier S. Barnouin-Jha, Chikatoshi Honda, Ryosuke Nakamura, Hideaki Miyamoto, Sho Sasaki, Hirohide Demura, Akiko M. Nakamura, Tatsuhiko Michikami, Robert W. Gaskell, and Jun Saito. A survey of possible impact structures on 25143 Itokawa. *Icarus*, Vol. 200, pp. 486–502, Apr 2009.
- [20] P. Michel, D.P. O’Brien, S. Abe, and N. Hirata. Itokawa’s cratering record as observed

- by Hayabusa: Implications for its age and collisional history. *Icarus*, Vol. 200, pp. 503–513, Apr 2009.
- [21] David P. O’Brien and Richard Greenberg. The collisional and dynamical evolution of the main-belt and near size distributions. *Icarus*, Vol. 178, pp. 179 – 212, 2005.
- [22] Michael C. Nolan, Erik Asphaug, H. Jay Melosh, and Richard Greenberg. Impact craters on asteroids: Does gravity or strength control their size? *Icarus*, Vol. 124, pp. 359 – 371, 1996.
- [23] David P. O’Brien, Richard Greenberg, and James E. Richardson. Craters on asteroids: Reconciling diverse impact records with a common impacting population. *Icarus*, Vol. 183, pp. 79 – 92, 2006.
- [24] 宮本英昭, 橘省吾, 平田成, 杉田精司 (編). 惑星地質学. 東京大学出版会, 東京, 2008.
- [25] H. Jay. Melosh. *Planetary Surface Processes*, chapter Regolith, weathering, and surface texture, pp. 276–318. Cambridge University Press, New York, 2011.
- [26] Marco Delbo, Guy Libourel, Justin Wilkerson, Naomi Murdoch, Patrick Michel, K. T. Ramesh, Clément Ganino, Chrystele Verati, and Simone Marchi. Thermal fatigue as the origin of regolith on small asteroids. *Nature*, Vol. 508, No. 7495, pp. 233 – 236, 2014.
- [27] E. Asphaug, P. J. King, M. R. Swift, and M. R. Merrifield. Brazil nuts on eros: Size-sorting of asteroid regolith. *32nd Lunar and Planetary Science Conference*, Vol. 1708, , 2001.
- [28] H. Miyamoto, H. Yano, J. D. Scheeres, S. Abe, O. Barnouin-Jha, A. F. Cheng, H. Demura, R. W. Gaskell, N. Hirata, R. Ishiguro, T. Michikami, A. M. Nakamura, R. Nakamura, J. Saito, and A. Sasaki. Regolith migration and sorting on asteroid Itokawa. *Science*, Vol. 316, pp. 1011–1014, May 2007.
- [29] S. Abe, N. Mukai, N. Hirata, Olivier S. Barnouin-jha, Andrew F. Cheng, H. Demura, Robert W. Gaskell, T. Kubota, M. Matsuoka, T. Mizuno, R. Nakamura, Daniel J. Sheeres, and M. Yoshikawa. Mass and local topography measurements of Itokawa by Hayabusa. *Science*, Vol. 312, pp. 1344–1347, 2006.
- [30] Gonzalo Tancredi, Santiago Roland, and Sebastião Bruzzone. Distribution of boulders and the gravity potential on asteroid itokawa. *Icarus*, Vol. 247, pp. 279 – 290, 2015.

-
- [31] H. Grant Heiken, T. David Vaniman, and M. Bevan. French. *LUNAR SORCEBOOK A User's Guide to the Moon*. Cambridge University Press, New York, USA, 1991.
- [32] Tomoki Nakamura, Takaaki Noguchi, Masahiko Tanaka, Michael E. Zolensky, Makoto Kimura, Akira Tsuchiyama, Aiko Nakato, Toshihiro Ogami, Hatsumi Ishida, Masayuki Uesugi, Toru Yada, Kei Shirai, Akio Fujimura, Ryuji Okazaki, Scott A. Sandford, Yukihiko Ishibashi, Masanao Abe, Tatsuaki Okada, Munetaka Ueno, Toshifumi Mukai, Makoto Yoshikawa, and Junichiro Kawaguchi. Itokawa dust particles: A direct link between s-type asteroids and ordinary chondrites. *Science*, Vol. 333, No. 6046, pp. 1113–1116, 2011.
- [33] Eugster O., Herzog G. F., Marti K., and Caffee M. W. Irradiation records, cosmic-ray exposure ages, and transfer times of meteorites. In Dante S. Lauretta and Harold Y. McSween Jr., editors, *Meteorites and the early solar system II*, pp. 803 – 828. University of Arizona Press, Tucson, 2006.
- [34] M. Faraday. On a peculiar class of acoustical figures; and on certain forms assumed by groups of particles upon vibrating elastic surfaces. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, Vol. 52, p. 299, 1831.
- [35] Prakhyat Hejmady, Ranjini Bandyopadhyay, Sanjib Sabhapandit, and Abhishek Dhar. Scaling behavior in the convection-driven brazil nut effect. *Phys. Rev. E*, Vol. 86, p. 050301, Nov 2012.
- [36] P. Evesque and J. Rajchenbach. Instability in a sand heap. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 62, pp. 44–46, Jan 1989.
- [37] E. E. Ehrichs, H. M. Jaeger, Greg S. Karczmar, James B. Knight, Vadim Yu. Kuperman, and Sidney R. Nagel. Granular convection observed by magnetic resonance imaging. *Science*, Vol. 267, No. 5204, pp. 1632–1634, 1995.
- [38] James B. Knight, E. E. Ehrichs, Vadim Yu. Kuperman, Janna K. Flint, Heinrich M. Jaeger, and Sidney R. Nagel. Experimental study of granular convection. *Phys. Rev. E*, Vol. 54, pp. 5726–5738, Nov 1996.
- [39] A. Garcimartín, D. Maza, J. L. Ilquimiche, and I. Zuriguel. Convective motion in a vibrated granular layer. *Phys. Rev. E*, Vol. 65, p. 031303, Feb 2002.

- [40] J.M. Pastor, D. Maza, I. Zuriguel, A. Garcimartín, and J.-F. Boudet. Time resolved particle dynamics in granular convection. *Physica D*, Vol. 232, pp. 128 – 135, August 2007.
- [41] Y-h. Taguchi. New origin of a convective motion: Elastically induced convection in granular materials. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 69, pp. 1367–1370, Aug 1992.
- [42] S. Luding, E. Clément, A. Blumen, J. Rajchenbach, and J. Duran. Onset of convection in molecular dynamics simulations of grains. *Phys. Rev. E*, Vol. 50, pp. R1762–R1765, Sep 1994.
- [43] Keiko M. Aoki, Tetsuo Akiyama, Yoji Maki, and Tatsuyuki Watanabe. Convective roll patterns in vertically vibrated beds of granules. *Phys. Rev. E*, Vol. 54, pp. 874–883, Jul 1996.
- [44] James B. Knight, H. M. Jaeger, and Sidney R. Nagel. Vibration-induced size separation in granular media: The convection connection. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 70, pp. 3728–3731, Jun 1993.
- [45] H. K. Pak and R. P. Behringer. Surface waves in vertically vibrated granular materials. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 71, pp. 1832–1835, Sep 1993.
- [46] Peter Eshuis, Ko van der Weele, Devaraj van der Meer, and Detlef Lohse. Granular leidenfrost effect: Experiment and theory of floating particle clusters. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 95, p. 258001, Dec 2005.
- [47] Peter Eshuis, Ko van der Weele, Devaraj van der Meer, Robert Bos, and Detlef Lohse. Phase diagram of vertically shaken granular matter. *Physics of Fluids*, Vol. 19, pp. 123301–1, Dec 2007.
- [48] Peter Eshuis, Devaraj van der Meer, Meheboob Alam, Henk Jan van Gerner, Ko van der Weele, and Detlef Lohse. Onset of convection in strongly shaken granular matter. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 104, p. 038001, Jan 2010.
- [49] G. Tancredi, A. Maciel, L. Heredia, P. Richeri, and S. Nesmachnow. Granular physics in low-gravity environments using discrete element method. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 420, No. 4, pp. 3368–3380, 2012.
- [50] Carsten Güttler, Ingo von Borstel, Rainer Schräpler, and Jürgen Blum. Granular con-

-
- vection and the brazil nut effect in reduced gravity. *Phys. Rev. E*, Vol. 87, p. 044201, Apr 2013.
- [51] Soko Matsumura, Derek C. Richardson, Patrick Michel, Stephen R. Schwartz, and Ronald-Louis Ballouz. The brazil nut effect and its application to asteroids. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 443, No. 4, pp. 3368–3380, 2014.
- [52] N. Murdoch, B. Rozitis, K. Nordstrom, S. F. Green, P. Michel, T.-L. de Lophem, and W. Losert. Granular convection in microgravity. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 110, p. 018307, Jan 2013.
- [53] N. Murdoch, B. Rozitis, K. Nordstrom, S. F. Green, P. Michel, T.-L. de Lophem, and W. Losert. Granular shear flow in varying gravitational environments. *Granular Matter*, Vol. 15, pp. 129–137, April 2013.
- [54] N. Murdoch, B. Rozitis, S. F. Green, P. Michel, T.-L. de Lophem, and W. Losert. Simulating regoliths in microgravity. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 433, No. 1, pp. 506–514, 2013.
- [55] H. Katsuragi. *Physics of Soft Impact and Cratering*. Springer, 69121 Heidelberg/Germany, 2016.
- [56] R. M. Lueptow, A. Akonur, and T. Shinbrot. PIV for granular flows. *Experiments in Fluids.*, Vol. 28, pp. 183–186, Feb 2000.
- [57] G.A. Bokkers, M. van Sint Annaland, and J.A.M. Kuipers. Mixing and segregation in a bidisperse gas - solid fluidised bed: a numerical and experimental study. *Powder Technology*, Vol. 140, pp. 176 – 186, 2004.
- [58] C. Zeilstra, J.G. Collignon, M.A. van der Hoef, N.G. Deen, and J.A.M. Kuipers. Experimental and numerical study of wall-induced granular convection. *Powder Technology*, Vol. 184, No. 2, pp. 166 – 176, 2008.
- [59] 可視化情報学会（編）. 可視化情報ライブラリー. 朝倉出版, 東京, 2004.
- [60] M. K. Hubbert. Theory of scale models as applied to the study of geologic structures. *Bull. Geol. Soc. Amer.*, Vol. 48, pp. 1459–1519, 1937.
- [61] D.J. Scheeres, C.M. Ingo Hartzell, P. Sánchez, and M. Swift. Scaling forces to asteroid surface: The role of cohesion. *Icarus*, Vol. 210, pp. 968–984, Dec 2010.

- [62] H. Katsuragi and D. J. Durian. Unified force law for granular impact cratering. *Nature Phys.*, Vol. 3, pp. 420–423, 2007.
- [63] 粉体工学会（編）. 第 1 巻 粉体の基礎物性. 日刊工業新聞社, 東京, 2005.
- [64] E. Clément, J. Duran, and J. Rajchenbach. Experimental study of heaping in a two-dimensional “sand pile”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 69, pp. 1189–1192, Aug 1992.
- [65] T. Elperin and E. Golshtein. Effects of convection and friction on size segregation in vibrated granular beds. *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*, Vol. 247, pp. 67–78, 1997.
- [66] H. K. Pak, E. Van Doorn, and R. P. Behringer. Effects of ambient gases on granular materials under vertical vibration. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 74, pp. 4643–4646, Jun 1995.
- [67] P. Philippe and D. Bideau. Granular medium under vertical tapping: Change of compaction and convection dynamics around the liftoff threshold. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 91, p. 104302, Sep 2003.
- [68] Philippe Ribi  re, Patrick Richard, Renaud Delannay, and Daniel Bideau. Importance of convection in the compaction mechanisms of anisotropic granular media. *Phys. Rev. E*, Vol. 71, p. 011304, Jan 2005.
- [69] Iikawa Naoki. Convection and force structure in two-dimensional vibrated granular bed. Master’s thesis, Nagoya University, 2016.
- [70] William F. Bottke and Richard Greenberg. Asteroidal collision probabilities. *Geophysical Research Letters*, Vol. 20, pp. 879–881, 1993.
- [71] W. F. Bottke Jr, C. N. Michael, R. Greenberg, and R. A. Kolvoord. Velocity distributions among colliding asteroids. *Icarus*, Vol. 107, pp. 255 – 268, 1994.
- [72] W. F. Bottke Jr, M. C. Nolan, R. Greenberg, and R. A. Kolvoord. Collisional lifetimes and impact statistics of near - earth asteroids. In T. Gehrels, M. S. Matthews, and Schumann A. M., editors, *Hazards Due to Comets and Asteroids*, pp. 337– 357. The University of Arizona Press, Tucson and London, 1994.
- [73] G. W. Wetherill. Collisions in the asteroid belt. *Journal of Geophysical Research*, Vol. 72, No. 9, pp. 2429–2444, 1967.
- [74] W. F. Bottke Jr, Daniel D. Durda, David Nesvorn  y, Robert Jedicke, Alessandro Mor-

-
- bidelli, David Vokrouhlický, and Harold F. Levison. Linking the collisional history of the main asteroid belt to its dynamical excitation and depletion. *Icarus*, Vol. 179, pp. 63 – 94, 2005.
- [75] Lay Thorne. and Wallace C. Terry, editors. *MODERN GLOBAL SEISMOLOGY*, chapter BODY WAVES AND RAY THEORY. Academic Press, San Diego, 1995.
- [76] Raphael F. Garcia, Naomi Murdoch, and David Mimoun. Micro-meteoroid seismic uplift and regolith concentration on kilometeric scale asteroids. *Icarus*, Vol. 253, pp. 159 – 168, 2015.
- [77] M. Yasui, E. Matsumoto, and M. Arakawa. Experimental study on impact-induced seismic wave propagation through granular materials. *Icarus*, Vol. 260, pp. 320 – 331, 2015.
- [78] Martin Jutzi, Patrick Michel, Willy Benz, and Derek C. Richardson. Fragment properties at the catastrophic disruption threshold: The effect of the parent body's internal structure. *Icarus*, Vol. 207, No. 1, pp. 54 – 65, 2010.
- [79] Dainty A. M., Toksöz M. Nafi, Anderson K. R., Pines P. J., Nakamura Y., and Latham G. Seismic scattering and shallow structure of the moon in oceanus procellarum. *The moon*, Vol. 9, No. 1, pp. 11–29, 1974.
- [80] M. Nafi Toksöz, Anton M. Dainty, Sean C. Solomon, and Kenneth R. Anderson. Structure of the moon. *Reviews of Geophysics*, Vol. 12, pp. 539–567, 1974.
- [81] Hajime Yano, T. Kubota, H. Miyamoto, T. Okada, D. Scheeres, Y. Takagi, K. Yoshida, M. Abe, S. Abe, O. Barnouin-Jha, A. Fujiwara, S. Hasegawa, T. Hashimoto, M. Ishiguro, M. Kato, J. Kawaguchi, T. Mukai, J. Saito, S. Sasaki, and M. Yoshikawa. Touch-down of the Hayabusa spacecraft at the Muses Sea on Itokawa. *Science*, Vol. 312, No. 5778, pp. 1350–1353, 2006.
- [82] Willy Benz and Erik Asphaug. Catastrophic disruptions revisited. *Icarus*, Vol. 142, pp. 5 – 20, 1999.
- [83] Daniel D. Durda, Richard Greenberg, and Robert Jedicke. Collisional models and scaling laws: A new interpretation of the shape of the main-belt asteroid size distribution. *Icarus*, Vol. 135, No. 2, pp. 431 – 440, 1998.

-
- [84] Brett Gladman, Patrick Michel, and Christiane Froeschlé. The near-earth object population. *Icarus*, Vol. 146, pp. 176 – 189, 2000.

付録

A.1 実験条件と代表対流速度 $v_{z\max}$

本節では，第 2 章の粉体対流実験の実験条件と測定された $v_{z\max}$ を示す．

表 A.1.1 実験条件のまとめ 1.

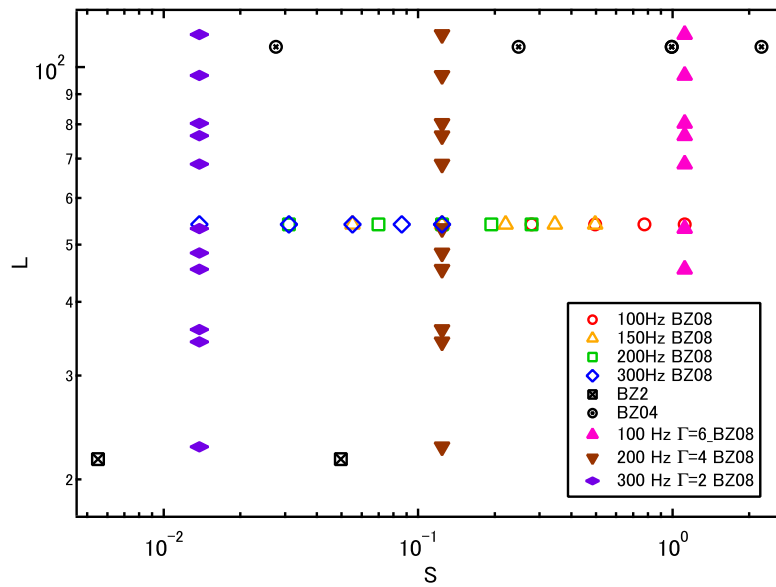
A_0 (mm)	f (Hz)	d (mm)	R (mm)	H (mm)	Γ	S	L	$v_{z\max}$ (mm/s)	SD
0.050	100	0.8	37.5	50	2	0.12	54.1	3.7	± 0.5
0.075	100	0.8	37.5	50	3	0.28	54.1	5.7	± 0.8
0.099	100	0.8	37.5	50	4	0.50	54.1	6.8	± 1.0
0.12	100	0.8	37.5	50	5	0.78	54.1	6.8	± 1.0
0.15	100	0.8	37.5	50	6	1.1	54.1	7.9	± 3.0
0.022	150	0.8	37.5	50	2	0.055	54.1	3.8	± 0.5
0.033	150	0.8	37.5	50	3	0.12	54.1	4.5	± 0.7
0.044	150	0.8	37.5	50	4	0.22	54.1	5.8	± 1.0
0.055	150	0.8	37.5	50	5	0.34	54.1	5.1	± 1.0
0.066	150	0.8	37.5	50	6	0.50	54.1	5.5	± 2.0
0.012	200	0.8	37.5	50	2	0.031	54.1	3.1	± 0.2
0.019	200	0.8	37.5	50	3	0.070	54.1	4.6	± 0.7
0.025	200	0.8	37.5	50	4	0.12	54.1	4.5	± 0.6
0.031	200	0.8	37.5	50	5	0.19	54.1	4.3	± 0.8
0.037	200	0.8	37.5	50	6	0.28	54.1	5.5	± 1.0
0.0055	300	0.8	37.5	50	2	0.014	54.1	1.7	± 0.3
0.0083	300	0.8	37.5	50	3	0.031	54.1	2.2	± 0.4
0.011	300	0.8	37.5	50	4	0.055	54.1	3.2	± 0.7
0.014	300	0.8	37.5	50	5	0.086	54.1	3.3	± 0.8
0.017	300	0.8	37.5	50	6	0.12	54.1	3.6	± 0.9

表 A.1.2 実験条件のまとめ 2. (マゼンタの v_{zmax} と SD (標準偏差) は非軸対称な対流ロールが観察されたため本研究のスケーリング解析では除外した.)

A_0 (mm)	f (Hz)	d (mm)	R (mm)	H (mm)	Γ	S	L	v_{zmax} (mm/s)	SD
0.0055	300	0.8	75	110	2	0.014	113.5	1.9	± 0.3
0.0055	300	0.8	75	80	2	0.014	96.8	1.8	± 0.3
0.0055	300	0.8	75	50	2	0.014	76.5	1.5	± 0.2
0.0055	300	0.8	75	20	2	0.014	48.4	0.99	± 0.1
0.025	200	0.8	75	110	4	0.12	113.5	7.9	± 0.7
0.025	200	0.8	75	80	4	0.12	96.8	6.6	± 0.7
0.025	200	0.8	75	50	4	0.12	76.5	6.7	± 1.0
0.025	200	0.8	75	20	4	0.12	48.4	3.3	± 0.3
0.15	100	0.8	75	110	6	1.1	113.5	13.9	± 3.0
0.15	100	0.8	75	80	6	1.1	96.8	9.7	± 2.0
0.15	100	0.8	75	50	6	1.1	76.5	12.9	± 1.0
0.15	100	0.8	75	20	6	1.1	48.4	4.8	± 4.0
0.0055	300	0.8	37.5	110	2	0.014	80.3	1.6	± 0.3
0.0055	300	0.8	37.5	80	2	0.014	68.5	1.7	± 0.2
0.0055	300	0.8	37.5	20	2	0.014	34.2	1.00	± 0.05
0.025	200	0.8	37.5	110	4	0.12	80.3	5.7	± 0.7
0.025	200	0.8	37.5	80	4	0.12	68.5	6.1	± 0.8
0.025	200	0.8	37.5	20	4	0.12	34.2	3.5	± 0.5
0.15	100	0.8	37.5	110	6	1.1	80.3	17.0	± 3.0
0.15	100	0.8	37.5	80	6	1.1	68.5	11.3	± 4.0
0.15	100	0.8	37.5	20	6	1.1	34.2	5.4	± 4.0
0.0055	300	0.8	16.5	110	2	0.014	53.3	0.52	± 0.2
0.0055	300	0.8	16.5	80	2	0.014	45.4	0.72	± 0.1
0.0055	300	0.8	16.5	50	2	0.014	35.9	1.0	± 0.3
0.0055	300	0.8	16.5	20	2	0.014	22.7	0.97	± 0.3
0.025	200	0.8	16.5	110	4	0.12	53.3	2.7	± 1.0
0.025	200	0.8	16.5	80	4	0.12	45.4	3.2	± 1.0
0.025	200	0.8	16.5	50	4	0.12	35.9	3.8	± 0.9
0.025	200	0.8	16.5	20	4	0.12	22.7	3.3	± 0.9
0.15	100	0.8	16.5	110	6	1.1	53.3	7.9	± 3.0
0.15	100	0.8	16.5	80	6	1.1	45.4	6.9	± 5.0
0.15	100	0.8	16.5	50	6	1.1	35.9	5.4	± 5.0
0.15	100	0.8	16.5	20	6	1.1	22.7	3.0	± 5.0

表 A.1.3 実験条件のまとめ 3.

A_0 (mm)	f (Hz)	d (mm)	R (mm)	H (mm)	Γ	S	L	$v_{z\max}$ (mm/s)	SD
0.0055	300	0.4	37.5	50	2	0.028	108.3	1.2	± 0.2
0.025	200	0.4	37.5	50	4	0.25	108.3	6.8	± 1.0
0.099	100	0.4	37.5	50	4	0.99	108.3	11.0	± 2.0
0.099	100	0.4	37.5	50	4	0.99	108.3	8.0	± 4.0
0.15	100	0.4	37.5	50	6	2.2	108.3	17.5	± 7.0
0.0055	300	2	37.5	50	2	0.0055	21.7	0.16	± 0.05
0.025	100	2	37.5	50	2	0.050	21.7	0.47	± 0.1

図 A.1.1 L vs. S のパラメーター空間に示した全実験条件.

A.2 砂粒子の $v_{z\max}$ スケーリングと表面更新のタイムスケール

本節では、砂粒子の粉体対流実験から得られた対流速度のスケーリング形式とその結果を用いた表面更新のタイムスケールの推定について述べる．本文中の 2.4.1 節の中段でも少し触れたが，本研究では， $2 \leq \Gamma \leq 6$ かつ $100 \leq f \leq 300$ の振動条件で砂粒子を用いた対流速度を測定する予備的実験を行った（幾何条件は $H = 50 \text{ mm}$ ， $R = 37.5 \text{ mm}$ に固定）．その結果，砂粒子の対流速度はガラスビーズと比べ，その対流速度が一桁ほど小さくなる傾向があることが分かった．一方で，砂粒子の粉体対流の容器壁面の流れ場は時空間的に非定常であったため，ガラスビーズのデータと比べ代表対流速度 $v_{z\max}$ のばらつきが非常に大きくなり，系統的スケーリング解析は困難であった．しかしながら，本文中でも述べているように，実際のレゴリス粒子は，不規則な表面形状を持つ．そのため，予備的なデータであっても，不規則表面形状などの砂粒子の持つ性質が，球形粒子より得られた対流速度のスケーリング（具体的には，式 (2.4) の C_0 ， α ）に与える影響を考察することは意味がある．

砂粒子の粉体対流実験では，粉体試料として日本工業規格 (Japanese Industrial Standards: JIS) の標準砂（以後 JIS 砂と呼称）を使用した．JIS 砂は実験を行う前にふるい分けし， $0.71 \leq d \leq 1.4 \text{ mm}$ に粒径を整えた試料を実験に用いた．対流速度解析の手法は，第 2 章に述べたように，ガラスビーズと同じである．対流速度を測定した際の実験条件（振動・幾何条件）と代表対流速度は表 A.2.1 にまとめた．

図 A.2.1(a) は，2.2 節の図 2.3(a) と同じ実験条件（ $\Gamma = 4$ ， $f = 200 \text{ Hz}$ ， $H = 50 \text{ mm}$ ， $R = 37.5 \text{ mm}$ ）における容器壁面の JIS 砂の粉体対流の流れ場を示す．ガラスビーズの流れ場（図 2.3(a)）と比較すると水平（ x 軸）方向にも対流速度 v が相対的に早い部分と遅い部分が見られる．また，図 A.2.2 に図 A.2.1 と同じ実験条件の時の $v_{z\max}$ の時間変化 $v_{z\max}(t)$ を示す（動画撮影開始を $t = 0 \text{ s}$ とし，その後 $1.0 \times 10^{-2} \text{ s}$ 毎に計測された $v_{z\max}$ がプロットされている）．ガラスビーズの場合と異なり，図 A.2.1(c) より得られる $v_{z\max} = 0.55 \text{ mm s}^{-1}$ （図 A.2.2 の赤の実線）とその標準偏差 0.06 mm s^{-1} （図 A.2.2 の赤の破線）の範囲を超える $v_{z\max}(t)$ が定常的に見られる．図 A.2.3 は，図 A.2.2 のデータより得

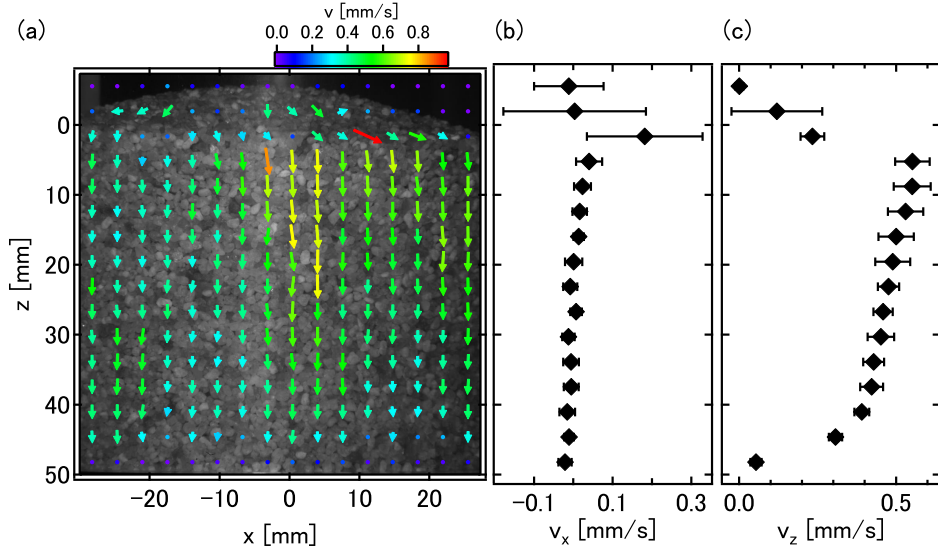


図 A.2.1 $\Gamma = 4$, $f = 200$ Hz, $d = 0.8$ mm, $H = 50$ mm, $R = 37.5$ mm における JIS 砂の容器壁面の対流速度構造. (a) 動画撮影時間 5.5 s で平均されたトラス型対流ロールの容器壁面の流れ場. 矢印のないドットは 0.2 mm s^{-1} 以下の v を示す. (b)(a) の流れ場より水平方向に平均して得られた水平方向の対流速度 v_x の鉛直プロファイル. (c)(a) の流れ場を水平方向に平均して得られた鉛直方向の対流速度 v_z の鉛直プロファイル.

られた $v_{z\max}$ の分布 $N(v_{z\max})$ を示す (図 A.2.3 において, $N(v_{z\max})$ は $(v_{z\max}, v_{z\max} + dv_{z\max})$ の範囲の $v_{z\max}$ の数を示し, $dv_{z\max} = 0.01 \text{ mm s}^{-1}$). 図 A.2.3 では, 明らかに $N(v_{z\max})$ は二峰性の分布を示す. このような, $N(v_{z\max})$ の分布は, 砂粒子の持つ不規則表面形状等の複雑性を反映していると考えられ, それ故時空間的に非定常な流れ場が観察され则认为られる. このように, 本来であれば, 砂粒子の容器壁面の流れ場を鉛直プロファイル $v_z(z)$ から定義される代表対流速度 $v_{z\max}$ で特徴づけることは難しいが, 砂粒子の対流速度がガラスビーズよりも遅くなるという実験事実を表面更新のタイムスケールの推定に反映させるため, 以後, JIS 砂の $v_{z\max}$ を用いたスケーリング解析を行う.

図 A.2.4 にシェイキングパラメーター S に対する 2.3.3 節の解析に使用した全てのガラスビーズと JIS 砂の $v_{z\max}^* L^{0.82}$ ($v_{z\max}^* = v_{z\max} / \sqrt{gd}$) を示した. 図 A.2.4 において JIS 砂のデータ点の横軸はふるい分けした際の $0.71 \leq d \leq 1.4$ mm の平均値 $d = 1.1$ mm を用いた S をプロットしており, 縦横のエラーバーは d の分散を反映した相対誤差を示す. 図 A.2.4 の破線のフィッティングはガラスビーズのスケーリング ($v_{z\max}^* / L^{0.82} = 3.7 \times 10^{-3} S^{0.48}$) を示しており, 実線は JIS 砂のデータのフィッティングライン $v_{z\max}^* / L^{0.82} = 7.0 \times 10^{-4} S^{0.56}$ を示

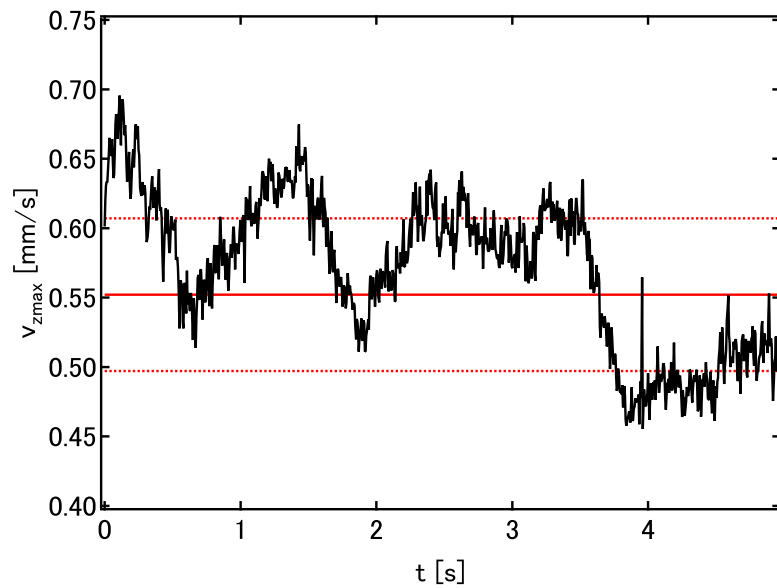


図 A.2.2 JIS 砂の $\Gamma = 4$, $f = 200 \text{ Hz}$, $H = 50 \text{ mm}$, $R = 37.5 \text{ mm}$ における $v_{z\max}$ の時間変化 (赤い実線は平均値 $v_{z\max} = 0.55 \text{ mm s}^{-1}$, 赤い点線はその標準偏差 ($\pm 0.06 \text{ mm s}^{-1}$) を示す).

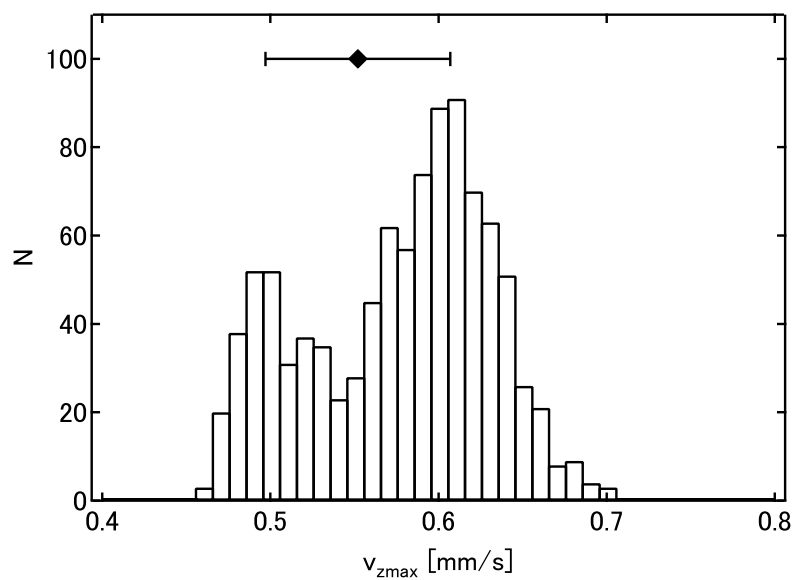


図 A.2.3 図 A.2.2 のデータより作成された $v_{z\max}$ のヒストグラム ($v_{z\max}$ のビンサイズは 0.01 mm s^{-1} であり, \blacklozenge とエラーバーは, それぞれ図 2.7 の平均値と標準偏差 ($0.55 \pm 0.06 \text{ mm s}^{-1}$) を表す).

す．図 A.2.4 より，JIS 砂のデータ点の分散はガラスビーズよりも大きいですが，JIS 砂 $v_{z\max}^*$ はガラスビーズと比べておよそ一桁ほど小さくなる傾向があることが分かる．この傾向は，式 (2.4) の C_0 に表れている．ガラスビーズと JIS 砂の C_0 の比は $C_{0,\text{JISsand}}/C_{0,\text{glassbeads}} \sim 0.1$ であった．一方，ガラスビーズの S のべき数 $\alpha_{\text{glassbeads}} = 0.48$ ，JIS 砂の S のべき数は $\alpha_{\text{JISsand}} = 0.55$ であり，共に $\alpha \approx 0.5$ と近似することが可能である．

図 A.2.4 の JIS 砂のデータ点強い分散の原因は対流速度の履歴効果に原因があるかもしれない．実験では，振動周波数 f を固定して Γ の値を 2, 3, 4, 5, 6 と増加させた． Γ の値が 5 から 6 にしたとき急激な対流速度の増加がみられた．一方，振動周波数 f を固定して Γ の値を 6, 5, 4, 3, 2 と減少させる実験を行った．その結果，対流速度は Γ の値が 3 から 2 にしたとき，急激に減少する様子を観察した．本研究では，前の実験ランの履歴を消すために，対流速度を測定する実験条件で 1 - 2 分の振動を粉体層に加えたが，砂粒子では，それでも前の実験ランの履歴が強く残っていた可能性がある．このような，対流速度のヒステリシス（履歴効果）ループは砂粒子で顕著でありガラスビーズでは見られなかった．また，砂粒子はガラスビーズに比べ不規則な表面形状を持つためその初期配置が対流速度に影響を与える可能性もある．そのため，JIS 砂に関して，実験手法を改良したうえで系統的な対流速度の測定実験を行う必要がある．

最後に，JIS 砂の対流速度がガラスビーズに比べ一桁程度小さくなるという実験事実がレゴリス対流による表面更新のタイムスケールに与える影響について考察する．この影響は，対流速度のスケーリング則の C_0 に現れる．本文中の 3.3.2 節の式 (3.28)，(3.30) より， $T(D_a) \propto C_0^{-1}$ であるから，粉体対流速度が一桁低下することは，表面更新のタイムスケール $T(D_a)$ が一桁長くなることに対応する．図 A.2.5 に， $\alpha \approx 0.5$ ， $\beta \approx 0.8$ と近似し，JIS 砂の対流速度より得られた $C_0 \approx 7.0 \times 10^{-4}$ を用いて推定した表面更新のタイムスケール（茶色のひし形と実線）とガラスビーズの対流速度より得られた $C_0 \approx 3.7 \times 10^{-3}$ を用いて推定した表面更新のタイムスケール（赤色の丸と実線）を示した．

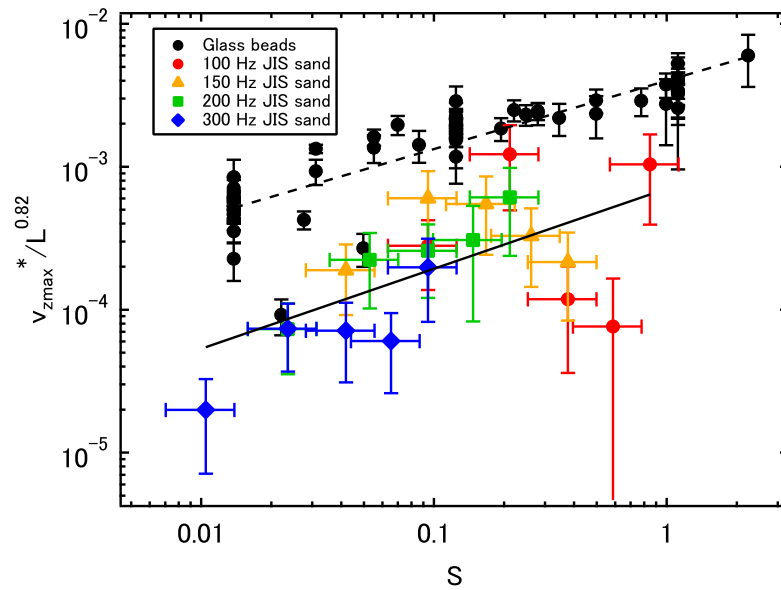


図 A.2.4 S に対する $v_{zmax}^*/L^{0.82}$ ($v_{zmax}^* = v_{zmax}/\sqrt{gd}$) のスケーリング。破線はガラスビーズのデータのフィッティングライン $v_{zmax}^*/L^{0.82} = 3.7 \times 10^{-3} S^{0.48}$ ，実線は JIS 砂のデータのフィッティングライン $v_{zmax}^*/L^{0.82} = 7.0 \times 10^{-4} S^{0.56}$ を示す。JIS 砂の縦横のエラーバーは相対誤差を表す。

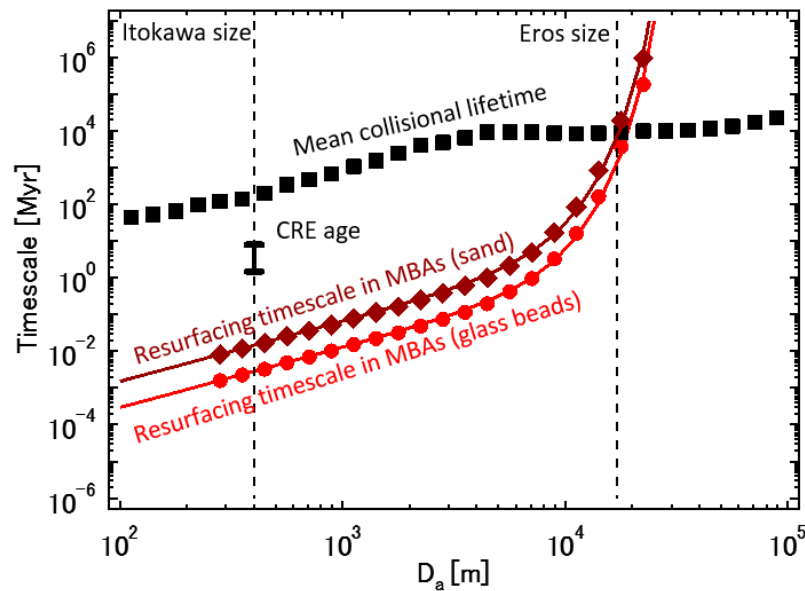


図 A.2.5 MBAs における様々なタイムスケール。茶色の実線とひし形が JIS 砂の実験結果より得られた表面更新のタイムスケール，赤色の実線と丸がガラスビーズの実験データより得られた表面更新のタイムスケール。

表 A.2.1 JIS 砂の実験条件のまとめ (S , L は, 粒径分散の上限 ($d = 1.4$ mm) と下限 ($d = 0.71$ mm) の平均値 $d = 1.1$ mm より計算した値を示す).

A_0 (mm)	f (Hz)	d (mm)	R (mm)	H (mm)	Γ	S	L	$v_{z\max}$ (mm/s)	SD
0.050	100	0.71 - 1.4	37.5	50	2	0.12	54.1	0.60	± 0.05
0.075	100	0.71 - 1.4	37.5	50	3	0.28	54.1	2.6	± 0.4
0.099	100	0.71 - 1.4	37.5	50	4	0.50	54.1	0.25	± 0.07
0.12	100	0.71 - 1.4	37.5	50	5	0.78	54.1	0.2	± 0.1
0.15	100	0.71 - 1.4	37.5	50	6	1.1	54.1	2.2	± 0.4
0.022	150	0.71 - 1.4	37.5	50	2	0.055	54.1	0.40	± 0.03
0.033	150	0.71 - 1.4	37.5	50	3	0.12	54.1	1.3	± 0.1
0.044	150	0.71 - 1.4	37.5	50	4	0.22	54.1	1.2	± 0.1
0.055	150	0.71 - 1.4	37.5	50	5	0.34	54.1	0.70	± 0.09
0.066	150	0.71 - 1.4	37.5	50	6	0.50	54.1	0.46	± 0.08
0.012	200	0.71 - 1.4	37.5	50	2	0.031	54.1	0.16	± 0.01
0.019	200	0.71 - 1.4	37.5	50	3	0.070	54.1	0.48	± 0.05
0.025	200	0.71 - 1.4	37.5	50	4	0.12	54.1	0.55	± 0.06
0.031	200	0.71 - 1.4	37.5	50	5	0.19	54.1	0.7	± 0.2
0.037	200	0.71 - 1.4	37.5	50	6	0.28	54.1	1.3	± 0.2
0.0055	300	0.71 - 1.4	37.5	50	2	0.014	54.1	0.043	± 0.009
0.0083	300	0.71 - 1.4	37.5	50	3	0.031	54.1	0.167	± 0.01
0.011	300	0.71 - 1.4	37.5	50	4	0.055	54.1	0.15	± 0.02
0.014	300	0.71 - 1.4	37.5	50	5	0.086	54.1	0.13	± 0.02
0.017	300	0.71 - 1.4	37.5	50	6	0.12	54.1	0.42	± 0.06

A.3 q_d^* のスケーリング

以下に 3.2.4 節の式 (3.14) で表される様々なサイズ D_a のターゲット小惑星に対する q_d^* のスケーリングプロットを示す．赤い実線が，文献 [78] で推定されたターゲット中に微小空隙を含む場合の q_d^* ，灰色の実線が文献 [82] で推定された玄武岩ターゲットに対する q_d^* のプロットを示す．

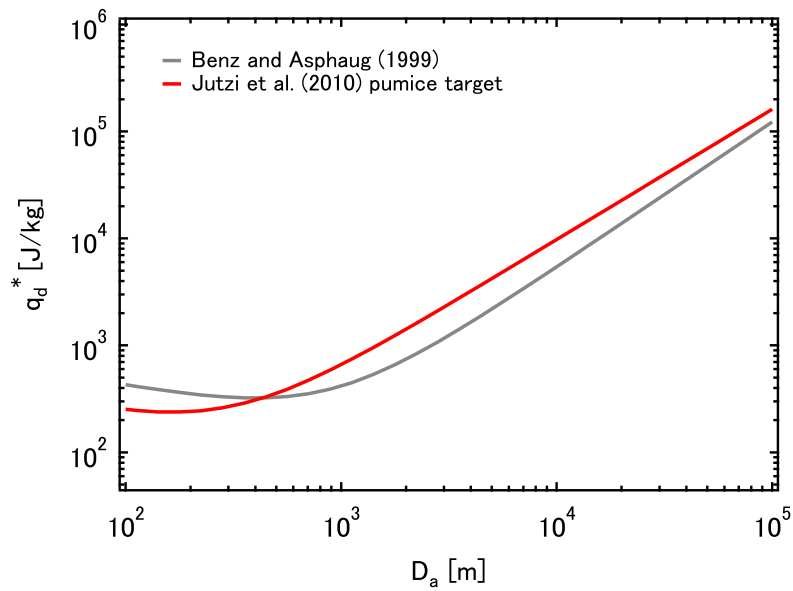


図 A.3.1 数値シュミレーションより求められた D_a に対する q_d^* のスケーリング（赤い実線が，文献 [78]，灰色の実線が文献 [82] によって推定された q_d^* を示す.）.

A.4 K_s の不定性を考慮した表面更新のタイムスケール

本文中でも述べたように拡散係数 K_s の値は、本来ターゲット小惑星の内部構造に依存する。文献 [79, 80, 17, 18] より、 K_s は以下のように表される。

$$K_s = \frac{1}{3} v_s l_s. \quad (\text{A.4.1})$$

v_s は岩石の弾性波速度、 l_s は弾性波の平均自由行程で、小惑星内部のクラック間距離やラブルのサイズなどに相当する。[17, 18] では、 $v_s = 3 \text{ km s}^{-1}$ に固定し、 $l_s = 2.5 \times 10^2 \text{ m}$ を採用している。ここで、式 (3.30) の指数関数項に着目すると、

$$\frac{3.7fD_a^2}{QK_s\pi} = \frac{3.7D_a^2}{D_a^{*2}}, \quad (\text{A.4.2})$$

$$D_a^* = \sqrt{\frac{QK_s\pi}{f}}. \quad (\text{A.4.3})$$

結局、式 (A.4.1), (A.4.3) より全球振動が可能な D_s の上限値を制約しているといえる。式 (A.4.1), (A.4.3) より $l_s \sim 1 \text{ m}$ の場合、 $D_a^* \sim 10^3 \text{ m}$ となることが分かる。これは、 $D_a < 10^3 \text{ m}$ の小惑星であればイトカワのボルダーサイズ程度の l_s を仮定しても十分に全球振動が可能であり、対流による表面更新が生じる可能性がある。

本文中で K_s の推定に用いた $l_s = 2.5 \times 10^2 \text{ m}$ は、文献 [17, 18] において小惑星エロスで採用された値であり、様々なサイズの小惑星に対してこの値を適用してよいかは自明でない。一方で、 l_s と D_a の関係は現時点で未知である。そこで、イトカワの主なボルダーサイズがおよそその直径の 1/100 であることや文献 [17, 18] で推定された $l_s = 2.5 \times 10^2 \text{ m}$ が各小惑星サイズの 1/100 であることから、小惑星内の不均質構造のスケール l_s は、

$$l_s = \frac{D_a}{100}, \quad (\text{A.4.4})$$

と表すことができると仮定する。この仮定により、各ターゲット小惑星に固有の K_s を考慮した表面更新のタイムスケールを求めた。図 A.4.1 に式 (A.4.4) に基づいた各ターゲット小惑星の τ_{diff} を、図 A.4.2 に $T(D_a)$ を示す。図 A.4.2 で薄い赤色と青色は本文中で得られた $T(D_a)$ である。なお、計算のために、表 3.1 の値を用いた。

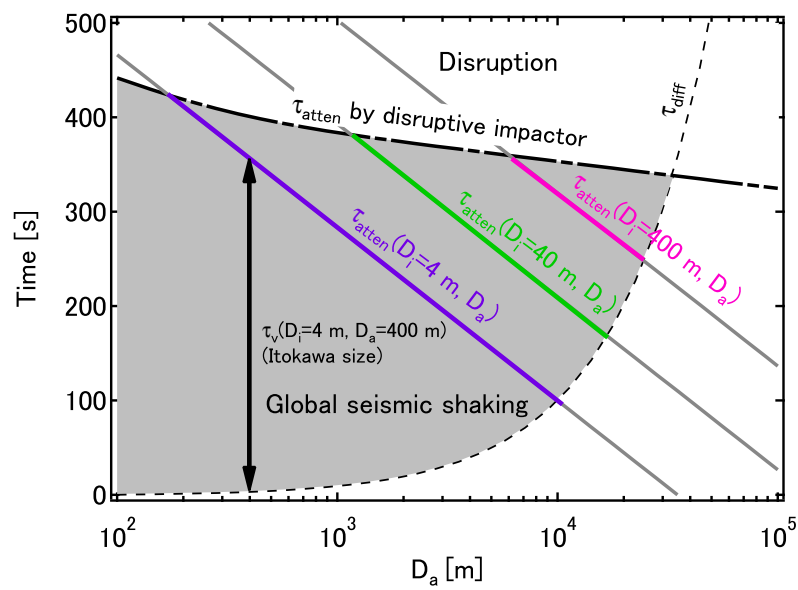


図 A.4.1 全球振動段階における MBAs の様々な特徴時間（実線は様々なサイズのターゲット小惑星に対し、それぞれ $D_i = 400$ m (ピンク), 40 m (緑), 4 m (紫) のインパクターが衝突した際の減衰の特徴時間 τ_{atten} を示す。破線は $K_s = v_s D_a / 300$, $v_s = 3.0 \times 10^3 \text{ m s}^{-1}$ と仮定したときの場合の拡散の特徴時間 τ_{diff} を示す。点鎖線は、ターゲット小惑星を破壊するサイズのインパクター [78] が衝突した際の τ_{atten} である。ハッチをかけた領域がレゴリス対流を誘発する全球振動領域に対応する。計算のために表 3.1 の標準値を使用した。).

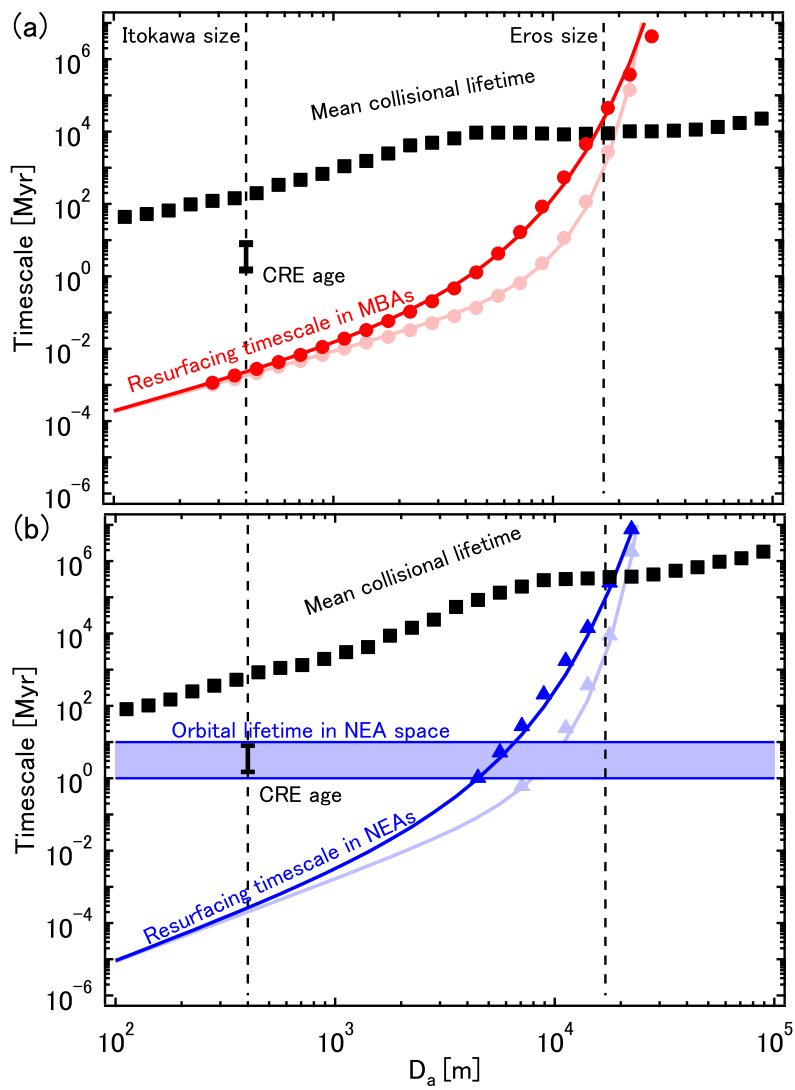


図 A.4.2 (a)MBAs における様々なタイムスケール, (b)NEAs における様々なタイムスケール.

A.5 l_{\min} の制限を適用した表面更新のタイムスケール

本節では、 l の値に下限値 l_{\min} が存在すると仮定した場合の表面更新のタイムスケール T の推定結果について述べる．3.2.5 節の最後でも述べたように、 l が極めて微小であると、図 3.1 のようなレゴリス対流ロールの形成は困難であるかもしれない．そこで、ロールサイズ A のレゴリス対流を形成できるような l の下限値 l_{\min} を以下のように設定する．

$$l_{\min} = nA, \quad (\text{A.5.1})$$

ここで、 n は $n > 0$ を満たすパラメーターである． l_{\min} の存在を仮定すると、 $D_{i,\min}$ は式 (A.5.1) より定義できる．式 (A.5.1), (3.9) より l_0 (式 (3.10)) Γ_{diff} (式 (3.12)) を用いていると、 $D_{i,\min}$ は、

$$D_{i,\min} = \left(\frac{nA - \Gamma_{\text{diff}}}{l_0 \Gamma_{\text{diff}}} \right)^{\frac{1}{3\alpha}}, \quad (\text{A.5.2})$$

と表せる．図 A.5.1 には、式 (A.5.1), (A.5.2) で $n = 0.1$ ，すなわち、 l_{\min} がレゴリス粒子直径 10 個相当の時の $D_{i,\min}$ が実線でプロットされている．一方、図 A.5.1 の灰色の実線は、本文中で用いた $D_{i,\min}$ (式 (3.17)) である．灰色の実線は、式 (A.5.1) において $n \sim 10^{-5}$ の場合に相当する．また、OBG モデルを用いた MBAs および NEAs の T を、それぞれ、図 A.5.2(a) および (b) にプロットした (図 A.5.2 の ● が MBAs の $T(D_a)$ を、▲ が NEAs の $T(D_a)$ を示す)．これらの計算には、表 3.1 のパラメーター標準値および $d = 1 \text{ cm}$ を使用した．

最後に、 $n = 0.1$ の仮定は妥当であろうか？文献 [69] では、間欠振動（タッピング）を粉体層に加える実験を行い、 $n \simeq 0.001$ で対流運動を観察している．そのため、少なくとも $n = 0.001$ を満たす微小な粒子移動の累積でも、全体的な対流運動を形成することは可能であるかもしれない．

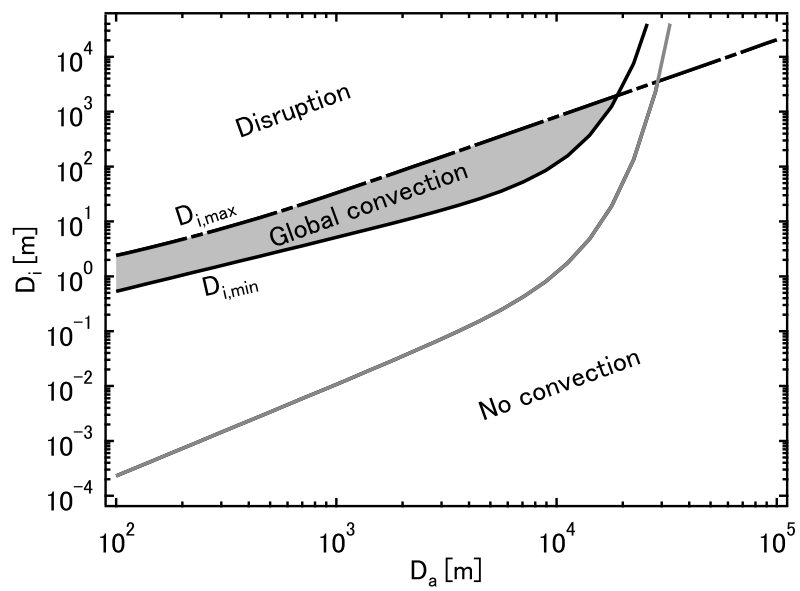


図 A.5.1 MBAs においてレゴリス対流を発生させるインパクターサイズの範囲. 黒の実線が式 (A.5.1) より導かれる $D_{i,\min}$ (式 (A.5.2)), 灰色の実線が本文中の式 (3.16) によって導かれる $D_{i,\min}$ (本文中の式 (3.17))

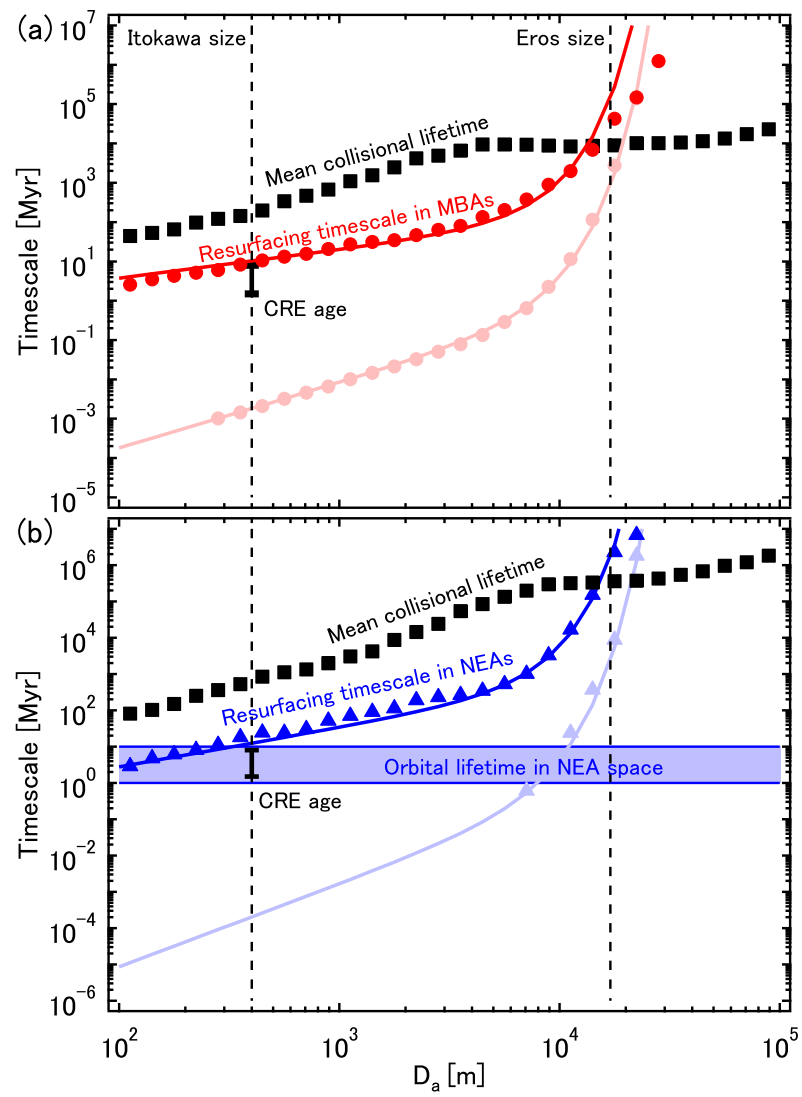


図 A.5.2 (a)MBAs における様々なタイムスケール, (b)NEAs における様々なタイムスケール.

A.6 BAL モデルを使用したレゴリス対流による表面更新のタイムスケール

本節では、本編では用いなかったもう一つの小惑星個数分布の数値データ（BAL モデル [74], 図 A.6.1）を使用して求めた (a)MBAs と (b)NEAs の表面更新のタイムスケールを示す。計算手法や計算に用いたパラメーターの値は本文と同じである。

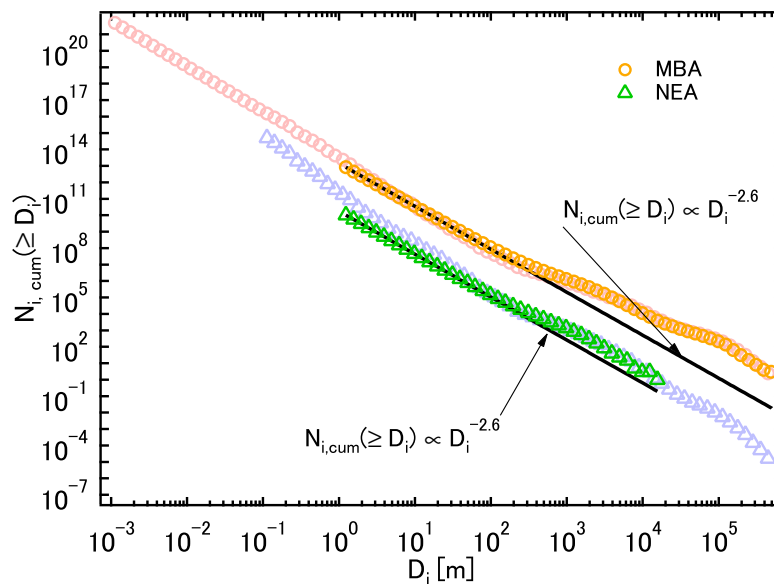


図 A.6.1 BAL モデルに基づく D_i の累積個数分布。薄い赤色の円と青色の三角はそれぞれ OBG モデル [21] の累積個数分布を示す。

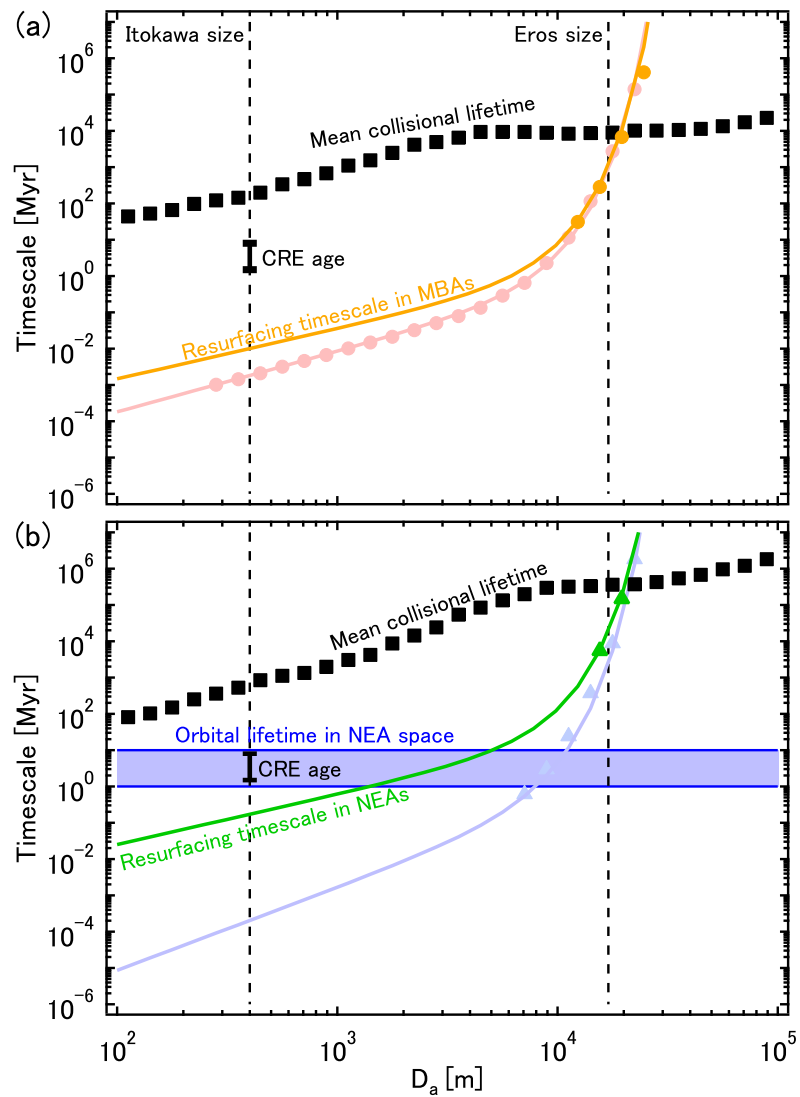


図 A.6.2 BAL モデル [74] に基づく D_i の累積個数分布を使用して推定した表面更新のタイムスケール。薄い赤色の円と青色の三角はそれぞれ OBG モデル [21] を使用して計算した T の値を示す。薄い赤色と青色の実線は、累積個数分布をべき関数で近似して計算した T である。

副論文

1. Yamada, M. T., Katsuragi, H., “Scaling of convective velocity in a vertically vibrated granular bed”, The special issue on Cosmic Dust VI, Planetary and Space Science, **100**, (2014) 79-86.
2. Yamada, M. T., Ando, K., Morota, T., Katsuragi, H., ‘Timescale of asteroid resurfacing by regolith convection resulting from the impact-induced global seismic shaking’, Icarus, **272**, (2016) 165-177.