



# 粒子層の圧密特性に関する実験的研究：小天体内部 密度構造への影響

大村, 知美

---

(Degree)

博士 (理学)

(Date of Degree)

2019-03-25

(Date of Publication)

2021-03-25

(Resource Type)

doctoral thesis

(Report Number)

甲第7449号

(URL)

<https://hdl.handle.net/20.500.14094/D1007449>

※ 当コンテンツは神戸大学の学術成果です。無断複製・不正使用等を禁じます。著作権法で認められている範囲内で、適切にご利用ください。



# 博士學位論文

## 粒子層の圧密特性に関する実験的研究： 小天体内部密度構造への影響

平成 31 年 1 月

神戸大学大学院理学研究科

専攻名 惑星学専攻

学籍番号 143S404S

氏名 大村 知美



## 要旨

小天体の空隙率およびその密度構造は天体の衝突および熱による進化を左右する重要な要素である。焼結や分化を経験していない小天体は様々な粒子径や、形状、組成といった粒子特性をもつ構成物による、空隙率の高い粒子塊だと考えられる。このような小天体内部の密度構造は内部に岩塊などを含むことによる不均質さと、自己重力や、遠心力、潮汐力といった力や衝突圧力、衝突励起振動による圧密などによって構成物質のバルク密度が変化した結果で決まる。本研究では、内部が均質な粉粒体天体がとりうる初期の最も空隙率が高い構造で、他の要素の影響を評価する際に必要となる、自己重力でできる密度構造の推定を目指す。

天体の自己重力による密度構造の推測には構成粒子層の圧密特性、すなわち圧力と充填率の関係が必要となる。粒子層の圧密特性は粒子特性の影響を受けると考えられる。本研究では粉体層構成粒子の特徴と圧密特性の関連について一般則を得るため、様々な粒子特性を持つ試料で作成したサンプルで圧密実験を行い、その結果を用いて天体内部空隙率構造を制約する方法を示した。

1章では研究の背景、目的について述べた。本研究で対象とする小天体は惑星への進化に取り残されたものであり、構成物はマイクロメートルサイズからミリメートルサイズの粒子、あるいはもっと大きな岩塊であると推測される。また隕石構成物質から推測すると、隕石母天体はマイクロメートル以下のサイズのマトリックスと、サブミリメートル以上のサイズのコンドリュール等の構成要素から成ると考えられる。小天体のバルク空隙率は観測によって制約されており、サイズが大きな一部を除き比較的高空隙率( $\sim 0.2-0.8$ )であること、また直径 300 km 以下では S 型小惑星よりも C 型小惑星のほうが典型的には空隙率が大きい傾向にあることがわかっている。

自己重力による空隙率構造を考える際必要な構成粒子層の圧密特性は圧力と充填率、あるいは空隙率の関係で表される。ある圧力までは初期の充填率はほぼ変化せず、その後は圧力と共に充填率が増加する。粒子層の圧密特性に関する研究はこれまでも行われており構成粒子層の圧密特性が粒子特性に依存することはわかっているが、多種類の構成粒子層の圧密特性を比較した研究は少ない。また小惑星に対応する圧力範囲で得られたデータは限られている。本研究では、

小天体構成物質の圧密特性を理解するため、小惑星内部に対応するような圧力・充填率範囲において、粒子の特性と圧密特性の関係を系統的に調べる。また得られた圧密特性を用いて粉粒体天体内部空隙率構造の計算を行い、構成粒子層の特性と内部空隙率構造の関係を導く。

2 章では本研究で用いた試料粉体の特性および行った実験の手法について説明している。本研究では小天体構成粒子層の圧密特性について、圧密が始まるのに必要な圧力と、それよりも大きな圧力下で圧密が進行する過程に着目して、構成粒子の粒子径分布、形状、組成との関係を調べた。またコンドライト母天体で考えられるような、大きさのオーダーが異なる粒子が混じり合っている粒子層の圧密についても考え、構成要素の粒子径および含有率と圧密特性の関係を調べた。そのために実験を行う圧力範囲、あるいは用いる試料が異なる 3 つの実験を行った。

実験 1 では粉体層の圧密が始まる圧力(以下、降伏強度)を調べるため、低圧下・高空隙率領域での実験を行った。試料粉体には粒子径が  $10^0$ — $10^1$  ミクロンのオーダーの、粒子径分布、形状、組成の異なる粉体を 6 種類用いた。試料粉体は実験前に乾燥させて用いた。これらを円筒容器に充填し、任意の空隙率(0.8—0.53)に調整した試料を錘および圧縮試験機にとりつけたピストンで圧密し、降伏強度と試料の空隙率、粒子特性の関係を調べた。サンプル表面にかかる圧力が 200 または 1000 Pa から  $4 \times 10^5$  Pa の圧力範囲で実験を行った。

実験 2 では降伏強度以上の圧力下で圧密特性を調べるため、実験 1 よりも圧力の大きい、圧密が進行する領域での実験を行った。この実験では、実験 1 で用いた 6 種類の試料に加え、粒子径が  $10^0$ — $10^2$  ミクロンのオーダーの、初期充填率が 0.02—0.45 となるような、粒子径分布、粒子形状、組成の異なる 11 種類の試料粉体を用いた。また試料粉体を実験前に乾燥させていないサンプルや、充填方法の異なるサンプルも作成して用いることで粒子の乾燥の効果や充填方法の効果を確認した。実験手法は実験 1 の圧縮試験機を用いるものと同じであるが、実験を行った圧力範囲は  $\sim 10^2$ — $4 \times 10^6$  Pa である。

実験 3 では隕石母天体構成物質の圧密特性を調べるため、サンプルに隕石母天体の構成物を模擬したダスト—ビーズ混合物を用いて、実験 2 と同じく圧密が進行する領域での実験を行った。ダストには 2 種類のミクロンサイズの粒子、

ビーズは直径 1 mm のものを用いて、ダストの体積含有率は $\sim 1-0.2$  の範囲で変化させた。実験手法は実験 1, 2 の圧縮試験機を用いたものとおおむね同じである。

3 章では実験結果について述べている。

実験 1 で得られた圧密曲線(圧力と空隙率の関係)から以下のことがわかった。サンプルの空隙率は降伏強度に対応する圧力まではほぼ減少しない。また同じ粉体から作製されたが、初期空隙率の異なるサンプルの圧密曲線は $\sim 10^5$  Pa の高圧領域に達するまで重なりあわなかったことから、圧密特性には粒子の特性だけでなく、初期空隙率も影響することがわかった。構成粒子が同じであれば降伏強度は初期空隙率の減少と共に増加した。不規則形状粒子より構成された、3 種類の粒子径が異なるサンプルは、初期空隙率が同じ場合は降伏強度の差があまりみられなかった。

実験 2 の結果からは以下のことがわかった。もとの試料粉体が同じであっても、サンプルの初期充填率は乾燥の有無や試料粉体の充填方法によって異なった。これは粒子の表面状態の違いやサンプル内部の充填構造が異なることによると考えられる。粒子径分布幅の狭い試料は圧密されにくかった。また実験より得られた圧力と充填率の関係はべき関数でよく近似できた。fitting で得られた係数、指数は主に粒子径に依存して変化し、またそれらの関係はひとつの関数で近似できることがわかった。強く凝集しただまを含む粒子層の場合は、圧密特性が粒子ひと粒のサイズではなくだまのサイズによって決まることが示唆された。

実験 3 の結果からは以下のことがわかった。サンプルのダスト含有率が少ないほど充填率は大きい傾向にある。しかしダスト含有率が $\sim 0.2$  のサンプルの場合、初期充填率は大きい、ほとんど圧密されないため圧力が $\sim 10^4$  Pa 以上ではこの関係に従わなくなる場合があった。またダストのサイズが異なる試料の場合は、ダスト層の圧密特性を反映してダスト含有率がほぼ同じであっても圧密曲線は異なった。

4 章では実験結果の解釈および惑星科学的応用を行った。

実験 1 で得られた降伏強度については、粒子層を支える力がどのようなものであるかを明らかにするため、降伏強度の圧力下で粒子層構成粒子間にかかる

力を理論モデルより計算した。計算より得られた、粒子間にかかる力を粒子のサイズ、弾性的性質から計算される転がり摩擦力及びすべり摩擦力と比較すると、粒子間にかかる力は平均的には転がり摩擦力よりは大きく、すべり摩擦力よりは小さいことがわかった。この結果より、降伏強度は粒子の特性と空隙率から制約できることがわかった。実験 3 で得られた結果については、圧密曲線をモデル計算結果と比較することでダスト圧密特性が混合物の圧密特性に及ぼす影響を評価した。モデル計算結果と実験結果を比較すると、ダスト体積含有率が 0.5 よりも多い場合は圧密曲線をダスト物質の圧密曲線からよく計算でき、この場合ダストービーズ混合物の圧密特性はダストの圧密特性に支配されることがわかった。

またそれぞれの実験の結果について惑星科学的応用を行った。実験 1 の結果については、降伏強度と小惑星重力下で働く土圧を比較し、レゴリス層最表層と同じ空隙率がどの深さまで保持されているか見積もる方法を示した。実験 2 の結果については、サンプルの圧密特性を近似して得た経験式のパラメータから、ある半径の、球形の粉粒体天体の内部空隙率構造を計算した。圧密特性の異なる構成物より成る 2 つの天体は、大きさ、平均空隙率は同じでも異なる内部密度構造を持ちうることを定量的に示した。また小天体構成物の圧密特性を仮定すると天体が持ちうる最も空隙率の高い状態を推定できるので、空隙率を実際の天体と比較すれば小惑星内部構造を制約できる。実験 3 で得られた結果については、サンプルの圧密特性を近似して得た値から始原的隕石母天体で考えられる内部空隙率構造の計算を行った。ダスト含有率が小さいと、またダスト粒子径が大きいと天体の空隙率は小さくなる。得られた空隙率と天体表面からの距離の関係を用いて、Allende 隕石が衝撃圧密を受ける前にもっていたと考えられている空隙率 $\sim 0.5$ の層があった深さを推定すると、天体半径を 10, 30, 100 km で計算した場合、最も浅かったのはマトリックス粒子サイズが  $4.8 \mu\text{m}$  の半径 100 km の天体の計算結果より 4 m、最も深かったのはマトリックス粒子サイズが  $1.5 \mu\text{m}$  の半径 30 km の天体の計算結果より 20 km 程度であった。また計算より得られた天体のバルク空隙率を観測より得られている小惑星の空隙率と比較した。C 型小惑星の空隙率は、ダストに  $1.5 \mu\text{m}$  の粒子を用いて、かつダスト体積含有率が 0.4 よりも大きいサンプルの圧密特性より計算した結果でのみ達成された。このことは多くの高空隙率小惑星が、マトリックスを比較的多く含む炭

素質コンドライトの母天体である C 型である理由かもしれない。また C 型小惑星の典型的なマトリックスサイズは  $4.8 \mu\text{m}$  より小さいであろうことも示唆された。

5 章では本研究で明らかになった内容についてまとめている。



# 目次

1.	背景	1
1.1.	小天体は何であるか	1
1.1.1.	小天体の位置づけ	1
1.1.2.	小天体を構成する物質	4
1.1.3.	微惑星～小惑星の共通点	6
1.1.4.	天体を構成する粒子の特徴	6
1.2.	小天体の進化に影響を与える要素	10
1.3.	空隙率が小天体の進化に及ぼす影響	10
1.3.1.	天体の空隙率が軌道進化に及ぼす影響	10
1.3.2.	天体の空隙率が衝突進化に及ぼす影響	11
1.3.3.	天体の空隙率が熱進化に及ぼす影響	12
1.4.	小天体の空隙率構造	12
1.4.1.	微惑星の空隙率	12
1.4.2.	小天体の空隙率	12
1.4.2.1.	小天体の質量・体積	12
1.4.2.2.	小天体を構成する粒子の密度	13
1.4.2.3.	小天体とその構成要素の空隙率	14
1.5.	小天体における空隙率変化の要因	17
1.5.1.	自己重力による圧密	17
1.5.2.	衝突による圧密	18
1.5.3.	衝突励起振動	19
1.5.4.	その他の要因	20
1.6.	本研究での問い	20
1.7.	粉体層の圧密特性に関する研究	21
1.8.	天体構成粒子層の圧密特性に影響する要素	27
1.8.1.	構成粒子層の圧密メカニズム	27
1.8.2.	粒子層の圧密に必要な力	29
1.8.2.1.	粒子層内の粒子に働く力	29
1.8.2.2.	理論的な粒子間力	32
1.9.	本研究での問いに答えを出すためにすること	36
1.9.1.	研究内容	36
1.9.2.	Lane-Emden 方程式	37
1.9.3.	実験を行う上で注意すべき要素	38
2.	実験	41

2.1.	各実験の位置づけ .....	41
2.2.	試料粉体 .....	43
2.3.	実験手法 .....	50
2.3.1.	圧縮試験機でのピストン圧密実験 .....	50
2.3.2.	実験 1：低圧下での粉体層圧密実験 .....	53
2.3.3.	実験 2：粉体層圧密実験.....	56
2.3.4.	実験 3：ダスト-ビーズ混合物の圧密実験.....	57
3.	実験結果 .....	59
3.1.	実験 1：低圧下での粉体層圧密実験 .....	59
3.1.1.	サンプルの圧密挙動.....	59
3.1.2.	各サンプルの降伏強度 .....	62
3.2.	実験 2：粉体層圧密実験.....	63
3.2.1.	試料の初期充填率 .....	63
3.2.2.	実験結果.....	64
3.2.3.	結果の近似.....	67
3.2.4.	近似の妥当性の評価.....	74
3.3.	実験 3：ダスト-ビーズ混合物の圧密実験.....	76
3.3.1.	試料内部の様子.....	76
3.3.2.	実験結果の再現性 .....	76
3.3.3.	ダスト体積含有率の影響.....	79
3.3.4.	ダストサイズ依存性.....	81
3.3.5.	結果の近似.....	83
4.	議論 .....	84
4.1.	試料の圧密挙動の解釈 .....	84
4.2.	降伏強度の解釈.....	85
4.2.1.	粒子間力の計算.....	85
4.2.2.	平均の粒子間力と理論的な粒子間力の比較 .....	85
4.2.3.	小惑星表面のレゴリス層への応用 .....	87
4.3.	粉体試料の圧密特性より計算される天体内部空隙率構造 .....	89
4.3.1.	計算結果.....	89
4.3.2.	計算結果を用いた小惑星内部構造の解釈.....	90
4.3.3.	注意すべき要素.....	90
4.4.	混合試料の圧密挙動の解釈 .....	91
4.4.1.	モデルとの比較.....	91
4.5.	実験結果より計算されるコンドライト母天体の内部空隙率構造.....	94
4.5.1.	天体内部空隙率構造.....	94

4.5.1.1.	計算結果 .....	94
4.5.1.2.	隕石前駆物質が存在した深さに関する考察 .....	96
4.5.2.	天体直径とバルク空隙率の関係 .....	97
4.5.2.1.	計算結果 .....	97
4.5.2.2.	小惑星内部構造に関する示唆 .....	97
4.6.	総括：粉粒体天体内部の空隙率構造の考え方 .....	100
4.6.1.	粒子層の圧密特性 .....	100
4.6.2.	粉粒体天体内部の空隙率構造 .....	101
5.	まとめ .....	104
	謝辞 .....	108
	参考文献 .....	110
	付録 .....	121

# 1. 背景

## 1.1. 小天体は何であるか

### 1.1.1. 小天体の位置づけ

#### 太陽系の構造

太陽系の構造を図 1.1 に示す. 太陽系では, 太陽を中心に 4 つの地球型惑星(水星, 金星, 地球, 火星)とその外側に 2 つのガス惑星(木星, 土星), 2 つの氷惑星(天王星, 海王星)がほぼ円軌道を描き太陽の周りを公転している. またその外側には準惑星である冥王星が公転している. 衛星は惑星の周囲を公転している. 火星と木星の間(~2-3 AU)には小惑星帯という, 小さな天体が多く存在する領域がある. ここにある天体はメインベルト小惑星と呼ばれる. 小さな天体は地球軌道付近や(地球近傍小惑星)木星のラグランジュ点付近(トロヤ群), 木星軌道と海王星軌道の間にもグループとして存在する(ケンタウルス族). また海王星軌道よりも外側, ~30-50 AU の領域にある, エッジワース・カイパーベルトには短周期彗星の, そのさらに外側に繋がると思われるオールトの雲は長周期彗星(周期が 200 年以上)のもとになる天体が集まっていると考えられている. 太陽

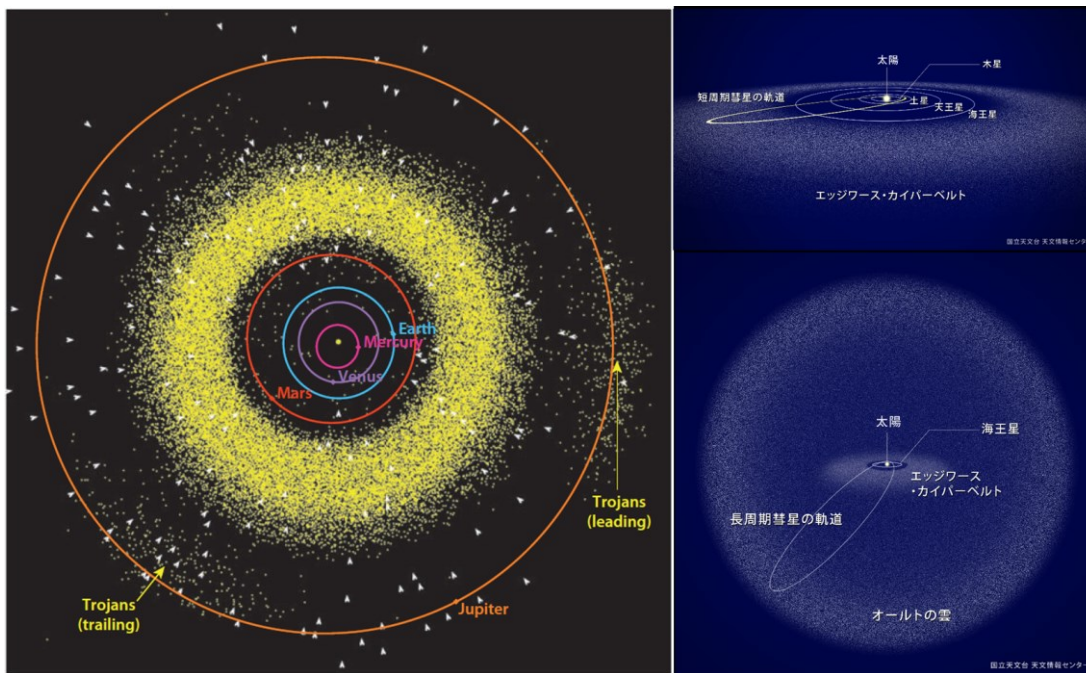


図 1.1 (a)木星より内側の太陽系. 曲線は内側から水星, 金星, 地球, 火星, 木星の軌道. 黄色い点で示してあるのは 2008 年 10 月 1 日の小惑星の位置. 黄色い帯のように見えるのが小惑星帯で, 木星軌道上にある 2 つの小惑星群がトロヤ群. (b)エッジワース・カイパーベルトと(c)オールトの雲. (a)は Asphaug (2009), (b)(c)は国立天文台の HP より引用.

系内での温度は太陽から離れるごとに低くなっていくが、2.7 AU 付近で揮発性物質が氷となるのに十分な低温となる。これを雪線と呼ぶ。

## 小天体の定義

IAU(国際天文学連合)による定義によれば、太陽系小天体は衛星を除く、惑星でも準惑星でもないすべての天体である。惑星の定義は、(a)太陽の周りを回っていて、(b)十分大きな質量を持つため、自己重力が構成物質(固体)に働く摩擦や粘性を上回ることによって重力平衡形状(ほぼ球)を持ち、(c)自分の軌道近くの他の天体を掃き吐き散らしているものである。準惑星の定義は惑星の(a)(b)に加え、(c)軌道近くの天体を掃きちらしてはならず、(d)衛星でないものである。本研究ではIAUによる定義で太陽系小天体と呼ばれるものに加え、大きさがこれらと同等である衛星も小天体として扱う。つまり、本研究でいうところの小天体には直径が~500 km 未満の、小惑星、衛星、彗星が該当する。500 km という基準は、現在発見されている最大の小惑星である 2 Pallas の大きさに基づく。なお小惑星帯にある最大の天体で、発見も最も早かったのは 1 Ceres であったが、2006 年より準惑星に分類が変更となった。小惑星と彗星の違いは構成物質で(詳しくは 1.1.3 章で後述)、彗星は雪線よりも外側で形成されたために揮発質性物質の氷を多く含んでいて、小惑星はそれよりも内側で形成されたために揮発質物質の氷をあまり含まないと考えられている。2 つを区別する方法には軌道による分類や、太陽に近づいたときに揮発質物質の氷が昇華してできるコマや尾(1.1.2 章で後述)がみられるか、などがある。これらの小天体がどのように形成されたか述べるため、先に惑星形成論について説明する。

## 惑星形成論

ガス雲がわずかに回転しながら自身の重力によって収縮し、角運動量が保存されることで回転は速くなり、それによって収縮しきれなくなって原始星の回りを円盤状に取り囲むようになった一部のガスが原始惑星系円盤である。円盤が冷却されると酸素、炭素、ネオン、窒素、マグネシウム、ケイ素などの重い元素が凝縮し、サブミクロンのダスト粒子が形成される。このときのダスト/ガス比は 1:100 程度といわれる。このダストが、惑星形成の出発点となる固体物質

である。ダストの主な組成はダストが形成された場所に依存し、雪線よりも内側では岩石や鉄が主で、雪線以遠では氷が主となる。

ダストは円盤の赤道平面に降着し、集積してキロメートルサイズの微惑星となる。微惑星に至るまでのメカニズムには衝突合体説と重力不安定説がある。衝突合体説はダスト粒子が衝突・付着を繰り返して成長していくというモデルであるが、ダスト粒子が跳ね返ったり、破碎したりしてあるサイズ以上に成長できない問題や、ガス抵抗によって角運動量を失い、ダスト塊が微惑星に成長する前にメートルサイズ程度で中心星に落下してしまう問題がある。重力不安定説は降着したダスト層が自己重力不安定を起こし、微惑星が形成されるというモデルである。この場合ダストは重力で集積するので成長できるかの問題は回避されるし、一気にキロメートルサイズの微惑星が形成されるため中心星に落下する問題は回避されるが、円盤内の乱流を考えるとダスト層が自己重力不安定を起こすに十分な厚みにならないという問題がある。

問題をなんらかの方法で克服して微惑星が形成されると、微惑星は衝突成長を繰り返し原始惑星となる。周囲にガスが残っている間に十分な質量まで成長できたものはガス惑星に進化できる。そうでないものは地球型惑星か氷惑星になる。ガスは内側から外側に散逸していくが、雪線より外側で氷ダストも材料物質にできたがため早く成長し、周囲から散逸する前にガスをまとことができたのが現在の木星と土星になった。成長が間に合わず、ガスを纏えなかったものは現在の地球型惑星と氷惑星になった。いま存在する惑星は、原始惑星が衝突進化や熱進化を経験したあとの姿である。

### 惑星形成過程における小天体の位置づけ

図 1.2 に、ダストが惑星に至るまでの過程を示した。この過程から取り残された、惑星になれなかったものが太陽系小天体として存在していると考えられる。そのため太陽系小天体は惑星進化を考える手がかりとなる太陽系の始原的な情報を保持していると考えられ、小天体の特性や歴史を理解することは太陽系の特性や歴史を理解することにつながる。これは小天体に関する研究の大きな動機のひとつである。

本研究は小天体の特性のひとつである内部構造を理解するための研究である。内部構造を理解するためには構成物が何であるか、またそれがどのような挙動をするか理解する必要がある。

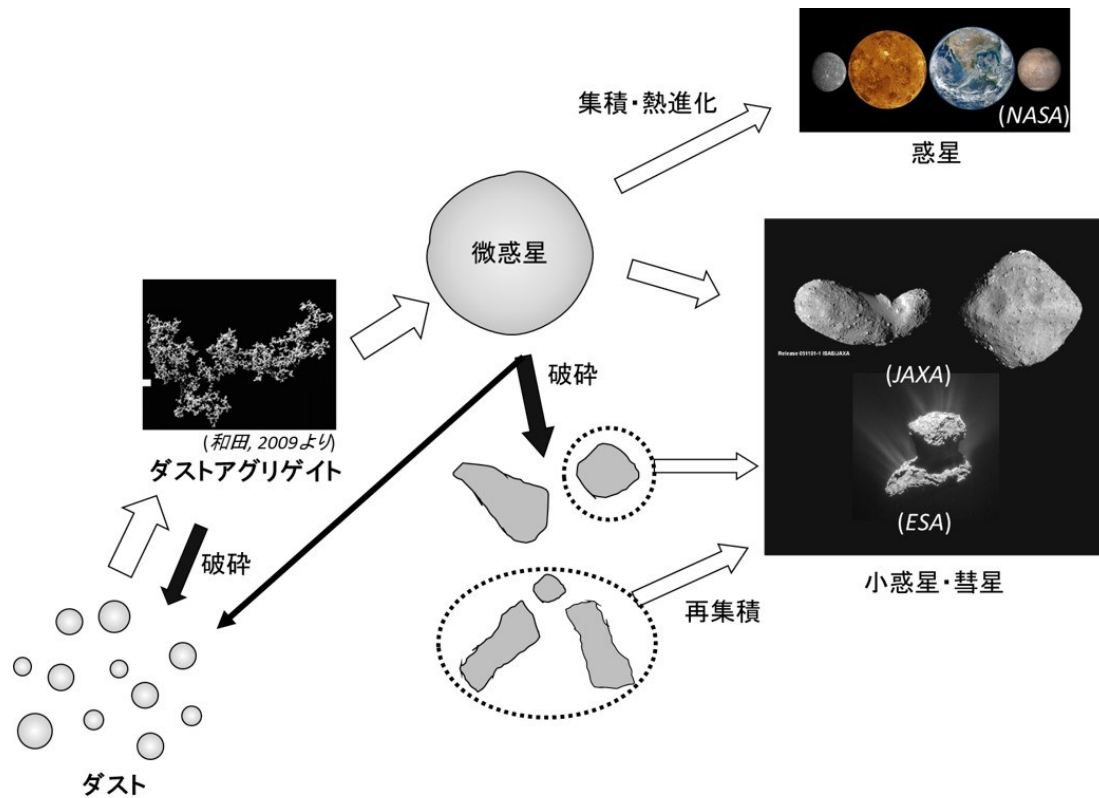


図 1.2 惑星の進化過程.

### 1.1.2. 小天体を構成する物質

#### 小惑星：隕石

小惑星の組成は観測されたスペクトルの特徴より推測される。隕石は、組成の類似した小惑星を母天体にもつと考えられている(Burbine et al., 2002)。隕石はまず石質隕石、石鉄隕石、隕鉄に分けられる。このうち、石質隕石は大きく分けると始原的隕石(コンドライト)と分化隕石(エコンドライト)がある。コンドライトは典型的には小さな球形のコンドリュールを含んでいることが特徴である。組成は太陽から揮発性の高い元素を除いたものに近く、起源は分化していない小惑星だと考えられている。エコンドライトは分化した小惑星、あるいは惑星起源の火成岩あるいは火成岩の破片の礫岩で、コンドライト的な見た目の特徴は

ない。エコンドライト的な見た目の特徴を持つが、コンドライト的な前駆物質に類似した化学的性質を保持しているものは **primitive achondrites** と呼ばれる (Weisberg et al., 2006)。本研究では変成をあまり受けていない小惑星を構成する物質としてコンドライトに着目する。コンドライトについての詳細を表 1.1 に示す。コンドライトは主に炭素質コンドライト、普通コンドライト、エンスタタイトコンドライトに分類される。さらにそれらが組成や酸化還元度、変成度によっていくつかのグループに分けられている。岩石タイプ 3 が最も変成を受けていないものである。岩石タイプ 1-2 は水質変成を受けていることを示し、数字が小さいほど変成度が高い。岩石タイプ 4 以上のものは熱変成を受けており、数字が大きいほど変成度は高い。

### 彗星：氷とダスト

彗星各部位の名称を図 1.3 に示す。彗星の本体は核と呼ばれ、有機物層及びその上を水および揮発性物質の氷に覆われたシリケートダストで構成されていると考えられている(グリーンバーグモデル)(Greenberg 1998)。他の構造については、彗星が太陽に近づいたとき、本体の氷が揮発し、塵とともに表面から放出されたものがコマである。また本体から放出されたガスとダストは 2 つの尾を形成する。1 つめはガスが作るイオンの尾で、これは電気を帯びたガスのイオンが太陽風によって太陽と逆方向に流されてできるものである。2 つ目はダストの尾

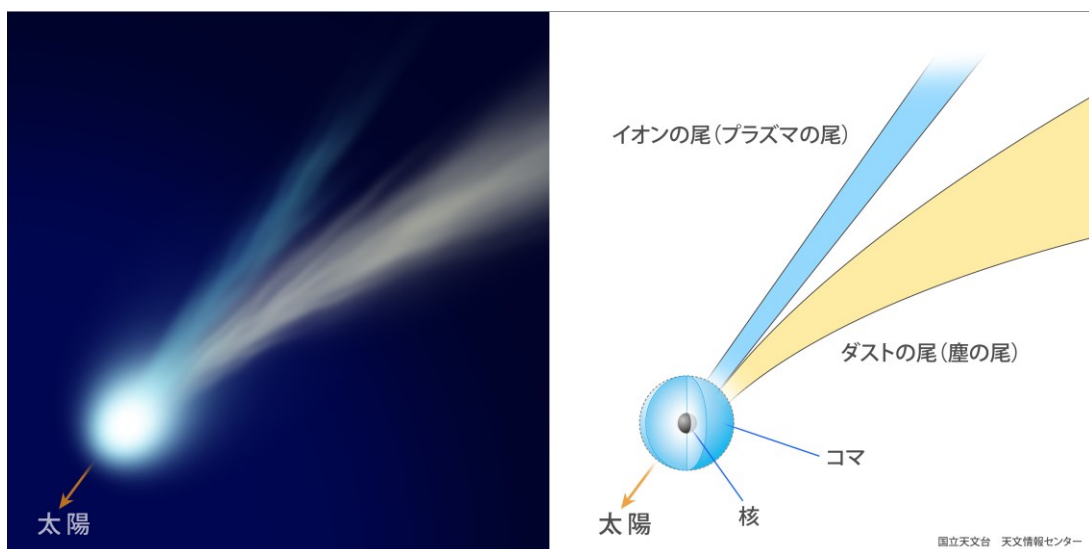


図 1.3 彗星構造の模式図。国立天文台の HP より引用。



で、これは放出されたダストが太陽光に流されながらケプラー運動しようとしてできるものである。

### 1.1.3. 微惑星～小惑星の共通点

現在の小惑星(及び彗星)には集積時の姿を保っているもの、集積後破砕を経験し、その破片が天体として存在するもの、またその破片が重力で再集積してできたラブルパイル天体が存在すると考えられる。微惑星から現在の小惑星にまで共通しているのは、これらは熱による焼結や熔融を経験するまでは粉粒体の集合でできているという点である。

### 1.1.4. 天体を構成する粒子の特徴

天体を構成する粒子の特徴についてまとめておく。

#### レゴリス層

天体の一番表面にあるレゴリス層を構成しているのは衝突破片、あるいはそれに加え熱疲労破壊した岩塊(Delbo et al., 2014)であると考えられる。そのため形状は不規則形状であると考えられる。図 1.4 には天体から持ち帰られた粒子の形状や、小惑星表面の画像を示してあるが、実際に月から持ち帰られたサンプル(Mitchell et al., 1974)や、小惑星イトカワから持ち帰られた粒子(Tsuchiyama et al., 2011)は不規則形状であることが確認されている。レゴリスの粒子径については、例えば月レゴリスのサンプルのうち典型的な粒子径分布のものは、メジアン径(2.1 章参照)が 100  $\mu\text{m}$  程度である(Heiken et al., 1991)。また小惑星の場合には熱慣性より推測された「典型的な」粒子径は km サイズの天体の場合はミリメートルからセンチメートルサイズであり、半径~80 km 以上の天体の場合は 10 から 100 ミクロンサイズであると見積もられている(Gundlach and Blum 2013)。小惑星イトカワの場合、探査機はやぶさが撮影した画像(図 1.4d)から、天体内で比較的なめらかな(粒子径が細かい)領域である smooth terrain は直径がミリメートルからサブミリメートルである粒子で覆われていることが明らかになった(Yano et al., 2006)。一方で小惑星リュウグウの場合(図 1.4e)は、画像を見る限り、10 センチメートルオーダーよりも大きい粒子に覆われているように見える。このように小天体の少なくとも表層を構成している粒子のサイズは様々である。

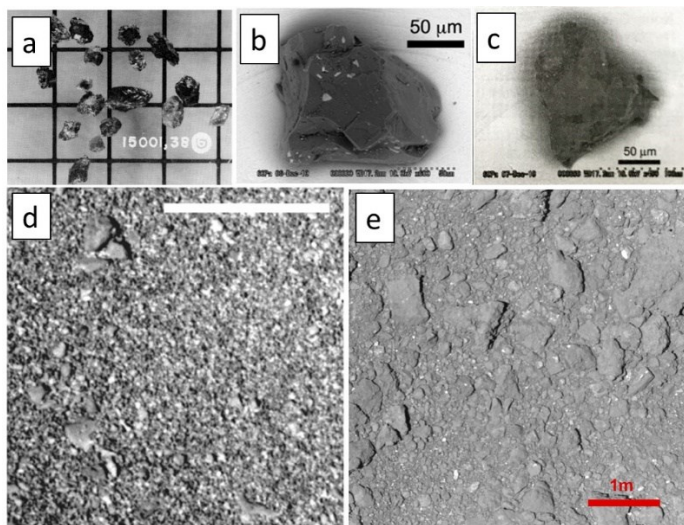


図 1.4 天体で見られる粒子。(a)アポロ計画で採取された月のレゴリス粒子。マス目の一辺は 1 mm(Michell et al., 1974 より)(b)(c)イトカワからのサンプルリターンで持ち帰られた微粒子(b は Tsuchiyama et al., 2011;c は Yoshikawa et al., 2015 より)。(d)はやぶさによって撮影されたイトカワの Smooth terrain の画像。画像の明るさは調節してある。スケールバーは 1 m(Yano et al., 2006 より)。(e)はやぶさ 2 によって撮影されたリュウグウ表面の画像。(JAXA, 東京大, 高知大, 立教大, 名古屋大, 千葉工大, 明治大, 会津大, 産総研)

### 隕石を構成する粒子

コンドライトは典型的にはサブミリメートルからミリメートルサイズであるコンドリュール, CAI (Ca-Al-rich inclusions), AOA(Amoeboid Olivine Aggregates), 金属粒子, 細かいマトリックス粒子から構成される。コンドリュールは 0.02-1mm の球形粒子で, 大きさは隕石タイプによって異なる(Weisburg et al., 2006)。マトリックスはマイクロメートルからナノメートルサイズの粒子で, 大きさは例えば Allende 隕石のある部分で測定がなされた結果では 10 nm-10 μm の範囲にわたる (Toriumi 1989)。またこのサイズは隕石のマトリックス粒子としては大きい部類である。CAI は Calcium-Aluminium-rich inclusion の略で, アルミニウムとカルシウムを多く含む白色の含有物である。大きさは 1 cm 以下である(松井他, 1997)。図 1.5a に Allende 隕石の薄片写真を示した。大小の円形に見えるコンドリュールと, 不規則形状の CAI, その隙間を埋めるマトリックスが見える。AOA は炭素質コンドライトによく含まれる, マイクロメートルサイズのかんらん石などの鉱物, 鉄やニッケル, CAI などの

粒子塊で構成されたもので、細かい粒子のリムに囲まれている場合もある(図 1.5b). 形状は不規則で、長軸の長さは 1–10 mm である(Krot et al., 2004; Grossman et al., 1976).

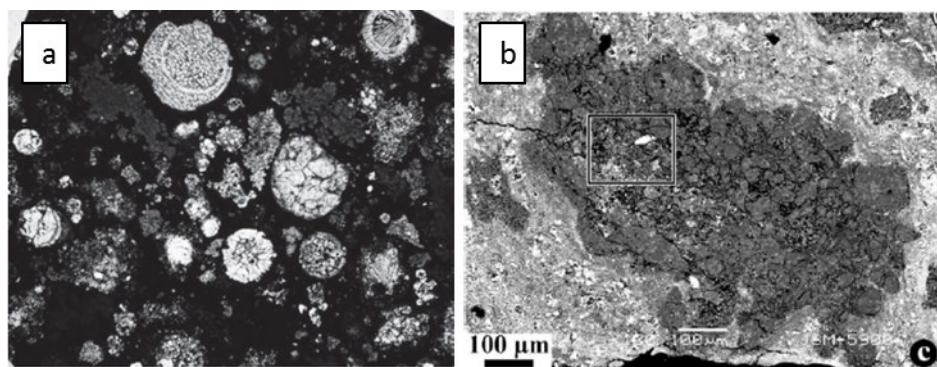


図 1.5 隕石中の組織. (a)Allende 隕石(CV)の薄片写真. 円あるいは楕円形に見えるものがコンドリュールで、不規則形状のものが CAI. それらの間を埋めているものがマトリックス(木村, 野口, 2013 より). (b)Kaba 隕石(CVoxB)中の AOA(Krot et al., 2004 より).

### 彗星を構成する粒子

彗星構成粒子の特性が測定された例は少ないが、ロゼッタによるダスト粒子のその場観察の結果、彗星粒子はサブミクロン粒子のアグリゲイトが凝集してさらにそれが大きなアグリゲイト構造を形成している、階層構造を持っていることが確認された(Bentley et al., 2016).

表 1.1 隕石の特徴.

隕石タイプ	岩石 タイプ <sup>b</sup>	粒子密度 <sup>a</sup>	±	構成要素含有率 <sup>b</sup>				平均コンド リユール径 <sup>b</sup>	空隙率 <sup>a</sup>	±	
				コンドリ ユール	マトリ ックス	CAI- AOA	金属				
-		g/cm <sup>3</sup>		Vol %				mm	-		
炭素質コンドライト	CI	1	2.46	0.04	≪1	>99	≪1	0	NA	35	-
	CM	1-2	2.90	0.08	20	70	5	0.1	0.3	23.1	4.7
	CO	3	3.41	0.23	48	34	13	1-5	0.15	10.8	9.1
	CV	(2)-3	3.30 (CV <sub>0</sub> )	0.15	45	40	10	0-5	1.0	21.8 (CV <sub>0</sub> )	1.7
			3.45 (CV <sub>r</sub> )	0.09						9.7 (CV <sub>r</sub> )	4.9
	CK	3-6	3.58	0.09	45	40	10	0-5	1.0	21.8	2.2
	CR	1-2			50-60	30-50	0.5	5-8	0.7	-	-
	CH	3			70	5	0.1	20	0.02	-	-
CB	3			20-40	≪1	≪1	60-80	(0.2-1 cm)	-	-	
普通コンドライト	H	3-6	3.72	0.12	60-80	10-15	≪1	8	0.3	7	4.9
	L	3-6(7)	3.56	0.1	60-80	10-15	≪1	4	0.7	5.6	4.7
	LL	3-6(7)	3.54	0.13	60-80	10-15	≪1	2	0.9	8.2	5.5
エンスタタイト コンドライト	EH	3-6(7)	3.70	0.03	60-80	2-15	≪1	10	0.2	-	-
	EL	3-6(7)	3.61	0.07	60-80	2-15	≪1	10	0.6	-	-
	R	3-6			>40	36	0	0.1	0.4	-	-
	K	3			27	73	≪1	7	0.6	-	-

References. (a) Consolmagno et al. (2008), (b) Weisberg et al. (2006).

## 1.2. 小天体の進化に影響を与える要素

小天体は様々な進化を経験してきたが、進化の結果に影響する要素として考えられるものには、形成時期や場所、構成物の組成、小天体のサイズ、質量、またこれらと相関する密度および空隙率(充填率)や、強度などが考えられる。本研究では小天体の空隙率に着目する。

## 1.3. 空隙率が小天体の進化に及ぼす影響

### 1.3.1. 天体の空隙率が軌道進化に及ぼす影響

ダスト粒子が微惑星まで成長する段階において天体の空隙率(充填率)は軌道進化に影響し、ダストが微惑星サイズまで成長できるか否かを左右する。円盤内にはガスとダストが存在するが、ガスは自身の圧力勾配によってケプラー速度よりはわずかに遅く公転する。一方でダストはケプラー運動をしようとするのでガスの向かい風を受けている状態になる。密な固体粒子を考えると、サイズの小さな軽い粒子はすぐにガスと一体になって運動するようになる。サイズの大きな重い粒子であればガス抵抗の影響は小さいため、運動はほぼケプラー運動である。しかし、この中間のサイズの、ガスと一体になることもできず、かといってガス抵抗を無視することもできない粒子は角運動量を失って中心星方向に落下してしまう(Adachi et al., 1976; Weidenschilling, 1977)。これをダスト落下問題と呼ぶ。落下してしまうダストはそれよりも大きな微惑星サイズまで成長することができない。しかしダストが高空隙率(充填率が $\ll 0.1$ )のアグリゲイトに成長する場合には、空気力学的特性が変化することでダストはこの問題を回避して成長できることが示されている(Okuzumi et al. 2012)。

なお、このときできるダストダストアグリゲイトの充填率は微惑星で考えられる充填率( $\sim 0.1$ /彗星の充填率を参考にした場合)よりもずっと小さいが、Kataoka et al. (2013b) は、天体周辺のガスによる圧密と自己重力による圧密を考えることでダストアグリゲイトを半径が 10 km、充填率 $\sim 0.1$  の天体にまで圧密できることを示した。

また現在存在する小天体の軌道進化も空隙率の影響を受ける。小天体の軌道はヤルコフスキー効果(e.g. Bottke et al. 2006)のような非重力的な力によっても変化する。日周(durial)ヤルコフスキー効果は天体が自転していることによる熱放射の不均一によって天体に力が働き、天体の軌道長半径が変化する効果

であるが、この力による軌道長半径の変化率は天体の密度と有効直径に反比例する(Chesley et al. 2014). 空隙率は密度と相関するため、天体の構成物質、有効直径が同じであれば空隙率が高く、密度の小さな天体のほうがヤルコフスキー効果によって軌道長半径が変化しやすいといえる.

### 1.3.2. 天体の空隙率が衝突進化に及ぼす影響

微惑星や小惑星サイズの天体においても、天体の空隙率は天体の衝突進化や熱進化に影響する. たとえば Love et al. (1993)では実験的に、また Asphaug et al. (1998)ではシミュレーションによって、空隙が存在することで破壊領域のサイズが変わることが明らかになっている.

天体表面の空隙率の衝突進化への影響についても述べる. 多くの天体表面はある程度の空隙率を持ち、圧密の余地があるようなレゴリス層で覆われている(Sears, 2015). Wada and Nakamura (2012)は空隙率が 43-73 %の粉体層標的に対するクレーター形成のシミュレーションを行い、クレーターの形状がレゴリス層の空隙率に依存して長細く変化していくことを示した. これは高空隙率の固体標的への衝突実験(Okamoto and Nakamura, 2017)で見られているように、標的の空隙率が大きくなるほど弾丸の潜り込み深さが深くなるためだと考えられている. 衝突によって天体表面に潜り込むのは外来の衝突体だけではない. 衝突によって放出された岩塊が再び天体表面に戻ってくる場合もある. この場合の潜り込み深さはレゴリス層の圧密特性や流動性に依存すると考えられる. レゴリス層に潜り込んだ岩塊への衝突が起こったとき、深く潜り込んだ岩塊ほど衝突を受けた後の最大破片は大きく、衝突寿命が長くなる(Durda et al., 2011). 衝突速度が小さく、衝突圧力がレゴリス層の圧密強度よりも小さいような場合には跳ね返りが起こる(それ以上の圧力があると潜り込みが起こる)(Machii et al., 2013; Nakamura et al., 2013). また空隙率はクレーターの形成メカニズムにも影響すると考えられる. 小惑星マチルダに存在する巨大なクレーター周辺には、クレーターから放出されると推測されるだけのエジェクタ層の跡が見られない. これは高空隙率天体におけるクレーター形成メカニズムが掘削ではなく圧密が主になるためであると示唆されている(Housen et al., 1999). また Housen et al. (1999) ではエジェクタ放出速度が遅くなることで、高空隙率の天体から衝突によって失われる物質の量が少なくなることも示唆されている.

### 1.3.3. 天体の空隙率が熱進化に及ぼす影響

天体が一枚岩でむき出しであるか、もしくは空隙をもつレゴリス層を持つかは天体内部が経験する最高温度に影響する(Akiridge et al., 1998; Henke et al., 2012). 粉体層の熱伝導率は構成粒子の粒子径と空隙率に依存して変化する(Gundlach and Blum, 2013; Sakatani et al., 2016). 空隙率の高い、熱伝導率の低いレゴリス層が天体表面を覆っていることによって  $^{26}\text{Al}$  などの放射壊変による加熱効率が上がると、例えば隕石の熱変成が起こる深さが変化する(Akiridge et al., 1998).

## 1.4. 小天体の空隙率構造

微惑星の空隙率は測定することができないが、現在存在する天体の空隙率は天体のバルク密度と構成物質の粒子密度を比較することで得られる。

### 1.4.1. 微惑星の空隙率

微惑星の空隙率は観測によって求めることができない。彗星や小惑星を微惑星の生き残りであると考えれば微惑星の空隙率はこれらのそれに準ずる。またシミュレーションより決められたダストアグリゲイトの圧密特性からダストアグリゲイトが受けるガス抵抗や自己重力による圧密を考えた結果では、例えば半径 10 km の微惑星なら空隙率が 0.9 であると計算されている(Kataoka et al., 2013b).

### 1.4.2. 小天体の空隙率

小惑星のバルクの空隙率は、小惑星の質量・体積より求められるバルク密度と、構成物質の粒子密度から計算することができる。

#### 1.4.2.1. 小天体の質量・体積

小天体の密度は観測で得られた質量及び大きさ(体積)から推定されている。推定された密度の正確さはこれら 2 つの精度に依存する。

小天体の質量決定法には小天体による探査機の摂動から求める方法、小惑星同士のお互いによる摂動から求める方法、小天体の惑星による摂動から求める方

法、小天体の衛星の運動を観測して求める方法がある。前三つでは探査機から求める方法が(周回軌道なら誤差が 20-30%)、天体が衛星を持つ場合には衛星の運動を使った方法もまた一番正確な質量を得られ、その場合は誤差が 2-3%以内である(Consolmagno et al., 2008)。

大きさの決定法で、最も精度が良いのは探査機データから作成した形状モデルより得る方法である。例えば形状モデルを周回軌道で得たデータより作成した Eros の場合誤差が 2-3%であったが、フライバイより形状モデルを得るような場合、誤差は 12-15%になる(Consolmagno et al., 2008)。リモートの方法では画像、レーダー、赤外線による観測がある。近くにある大きな天体ほど体積の誤差は小さくなるが、それでも周回軌道の探査機の精度には及ばない。密度の正確さに大きく影響するのは体積の誤差のほうである。

#### 1.4.2.2. 小天体を構成する粒子の密度

小天体構成粒子の密度を与えると、観測より推定された密度から小天体の空隙率を計算することができる。

##### 隕石の密度

スペクトルの特徴より推測された組成より、S 型小惑星は普通コンドライト、C 型小惑星は炭素質コンドライトの母天体で、これらの隕石から構成されていると考えられる。隕石の密度は実験室で詳細な測定がなされている。隕石の場合、隕石内部の空隙を含む体積(バルク体積)と隕石内部の空隙を除いた体積(粒子体積)からバルク密度および粒子密度が決定されている。一覧は表 1.1 に示してある。隕石の粒子密度は隕石タイプごとに異なる。普通コンドライトの粒子密度はどれも似たような $\sim 3.5 \text{ g/cm}^3$  の値を示す。一方で炭素質コンドライトの粒子密度は隕石タイプによって幅があり、 $\sim 2.5\text{-}3.5 \text{ g/cm}^3$  程度である。

##### 回収サンプルの密度

S 型小惑星であるイトカワより持ち帰られたサンプル粒子の密度は  $3.4 \text{ gcm}^{-3}$  だった。この密度は LL コンドライトの粒子密度に近い(Tsychiyama et al., 2011)。



## 彗星構成物質の密度

彗星の核の密度は水および揮発性物質の氷とシリケートダストの混合比によって決まる。探査機での調査結果から推定された混合比率は、Churyumov-Gerasimenko 彗星の場合は氷の体積比が 0.08-0.15, ダストの体積比が 0.13-0.2(残りは空隙), つまり氷とダストの体積比は 1:0.9-2.5 の範囲であるとの制約がなされている(Jorda et al., 2016)。混合比率が明らかになっていないものについては、例えば Consolmagno et al. (2008)では水氷と、CM コンドライトの組成の粒子が体積比で 1:1 であるとして  $1.6 \text{ g/cm}^3$  との仮定がなされている。

### 1.4.2.3. 小天体とその構成要素の空隙率

#### 小惑星・彗星の空隙率

図 1.6 に小惑星・彗星の質量と空隙率の関係を示す。図中の Macroporosity は、小惑星については天体のバルク密度と、その天体を母天体に持つと推定される隕石の粒子密度から計算されている。彗星については粒子密度を 1.4.2.2 節で述べた考え方にに基づき  $1.6 \text{ g/cm}^3$  と仮定している。小惑星・彗星の質量と空隙率の間には以下にあげるような関係がみられる。(1)質量が  $10^{20} \text{ kg}$  よりも大きいような天体の空隙率はほぼ 0 である。これは天体が十分に大きいためこれまでにカタストロフィックな破壊からの再集積を経験しなかったこと、または天体の重力が空隙を失うのに十分だったためだと考えられる(Consolmagno et al., 2008)。(2)これよりも小さな小惑星は少なくとも 20 %程度の空隙率を持っている。小惑星 Eros は 20 %の空隙率を持っているが、これは一枚岩の天体内部に割れ目が存在している状態であると解釈されている(Wilkinson et al., 2002)。空隙率が~40%であるような小惑星は、イトカワのような、カタストロフィック破壊の破片が再集積して形成されたラブルパイル天体である可能性が考えられる。(3)また 300 km 以下の天体に関しては、C 型小惑星のほうが典型的には空隙率は高い傾向にある(Baer et al., 2011; Consolmagno et al., 2008)。(4)彗星の場合、

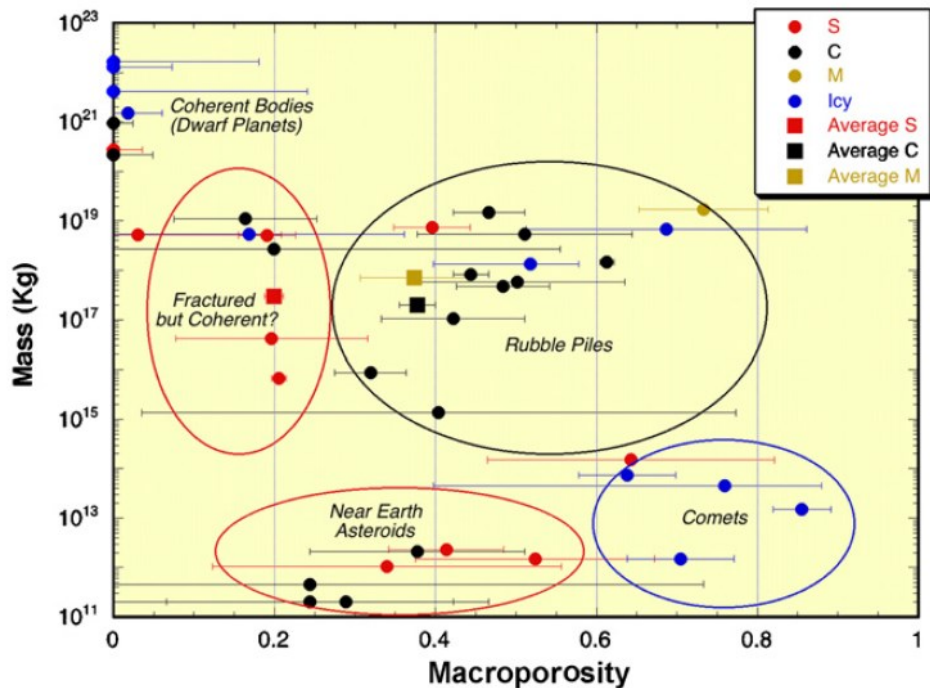


図 1.6 小惑星・彗星の質量と空隙率の関係(Consolmagno et al., 2008).

氷ダスト体積比を 1:1 とすると空隙率は 0.65-0.85 であり、小惑星よりも高空隙率の傾向にある(Consolmagno et al., 2008).

### 隕石の空隙率

隕石が小惑星からやってきたものであるならば、その空隙率は小惑星の空隙率をある程度反映するはずである。隕石の空隙率は隕石タイプごとに異なる。各タイプの隕石の空隙率も表 1.1 に示してある。普通コンドライトよりも炭素質コンドライトの方が空隙率は高い傾向にある。ただし、隕石は、空隙率が低く、強度が高いものだけが大気圏突入時に生き残り地球上で回収されているかもしれない(Consolmagno et al., 2008)。高空隙率の隕石としては、例えば Tagish Lake 隕石の空隙率が~0.3 と報告されている(Ralchenko et al., 2014)。

### レゴリス層の空隙率

小天体表面の物性を考えるときに注目すべきはレゴリス層の空隙率である。小惑星や火星衛星表面の空隙率はレーダー観測で決定した密度から推定されて

いる(Magri et al., 2001; Ostro et al., 2004; Busch et al., 2007). 例えば火星衛星の Phobos では  $0.4 \pm 0.1$ , Deimos では  $0.6 \pm 0.1$ (Busch et al., 2007), イトカワの比較的なめらかな, 岩塊の少ない領域では  $0.5 \pm 0.2$  という値が得られている(Ostro et al., 2004). ただしこの値は表面近く( $\sim 10$  cm 程度, レーダーの波長程度)についてのみの値である. また天体表面の熱慣性より推定された小惑星表面の空隙率は 0.4-0.9 程度である(Gundlach and Blum, 2013; Kiuchi and Nakamura, 2014). レゴリス層の空隙率がサンプルより直接測定されているのは月のみである(Mitchell et al., 1974). 図 1.7 はサンプルの採取深さと密度(充填率)の関係を示している. 月レゴリスの場合, 深いところから採取されたサンプルほど密度が大きい(図 1.7). これは土圧と衝突励起振動による圧密が原因だと考えられている(Mitchell et al., 1974). 同様の物理過程は小惑星上でも起こると考えられる.

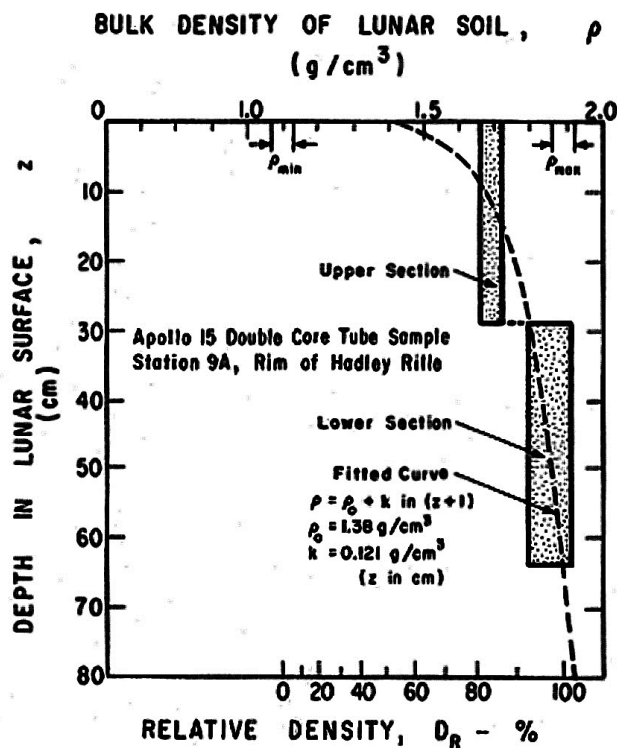


FIG. 3-4 PROPOSED VARIATION OF DENSITY WITH DEPTH FOR APOLLO 15 STATION 9A

図 1.7 月レゴリスの密度構造(Mitchell et al., 1974 より).

## 1.5. 小天体における空隙率変化の要因

### 1.5.1. 自己重力による圧密

自己重力による圧密は他のすべての要因に先立って起こるため、これによって作られる内部構造を考えることは天体がもちうる空隙率の上限を与えることになる。自己重力によって決まる空隙率を見積もる際には、何らかの方法で構成物質の圧力と空隙率の関係を与え、土圧から空隙率を求める方法が使われる。以下に、自己重力による圧密について調べた研究の例を挙げる。

Yasui and Arakawa (2009)では氷天体の空隙率を考える際、天体内部の密度は一様で、天体内部は全体が天体中心圧力に等しい圧力下( $P$ )にあると仮定した。つまり、天体内部の圧力は以下の式で与えられる：

$$P = (2/3)\pi\rho^2GR^2. \quad (1.1)$$

ここで $\rho$ は天体の密度、 $G$ は重力定数、 $R$ は天体半径である。氷天体構成物質を模擬した、氷とシリカサンドの混合物で圧密実験を行い、 $P$ と $\rho$ の関係は実験結果に従うとすることで氷天体の半径と密度の関係を得た。Kataoka et al. (2013b)では、微惑星の空隙率を考える際、重力による圧力 $P_{grav}$ は内部で一様であると仮定し、天体表面での重力加速度、天体質量から計算される重力と天体断面積から考えて以下の式で与えている：

$$P_{grav} = Gm^2/\pi R^4. \quad (1.2)$$

ここで $m$ は天体質量である。構成物の圧密特性はダストアグリゲイト圧密の数値計算実験を近似した結果で与えることで、天体のサイズと充填率の関係を得た。Henke et al. (2012)では、Weidling et al. (2009)で得られた複数回衝突を受けたアグリゲイトが達する平衡状態の充填率と、Güttler et al. (2009)の実験結果の近似式から天体構成物質の圧密特性を定義し、重力による土圧を静水圧的な圧力であるとみなし天体表面から計算して天体内部の充填率分布を推定している(図1.8)。図1.8左が定義された圧密特性で、次のように表される。

$$D = \begin{cases} f(P) & \text{if } f(P) > f_{srf} \\ f_{srf} & \text{else} \end{cases} \quad (1.3)$$

$f(P)$ はGüttler et al. (2009)で得られたダスト層圧密実験結果の近似式より得られる圧力 $P$ 下での充填率で、 $f_{srf}$ はWeidling et al. (2009)の実験で得られた、複数回衝突を受けたアグリゲイトが達する平衡状態の充填率(0.36)である。図1.8右は計算された天体内部の充填率分布である。小さな天体は構成粒子層の強

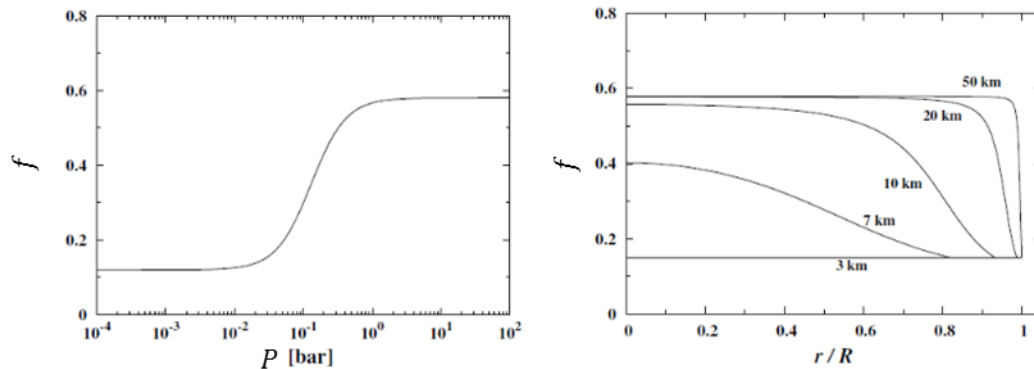


図 1.8 与えられた圧密特性(左)と、天体半径ごとに推定された天体内部の充填率分布 (Henke et al., 2012 より一部改変)

度によって一様な充填率の分布を持っている。また天体サイズが大きくなっても表面近くには充填率が不変の層がみられる。

### 1.5.2. 衝突による圧密

衝突点では圧力が発生する。特に高空隙率の小天体の場合、この圧力によって空隙率が減少することが考えられる。高空隙率標的を用いた衝突実験では、クレーター形成に伴う圧密が観察されている。たとえば Yasui et al., (2012) では空隙率 $\sim 50\%$ の石膏で図 1.9 にみられるような、クレーター壁面付近の圧密領域が見られている、Winkler et al. (2016) でも空隙率 $\sim 40\%$ の凝灰岩で同様の圧密領域が確認された。また Housen et al. (1999) では空隙率  $60\%$ の粉体層に対する衝突実験が行われた。エジェクタ放出をほぼ伴わないクレーター形成が観察され、これは圧密によるクレーター形成であると解釈されている。

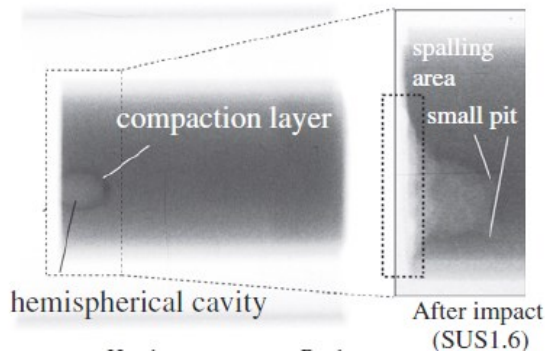


図 1.9 フラッシュ X 線撮像によって観察されたクレーター周囲の圧密領域(Yasui et al., 2012 より).

また隕石からも，母天体において衝突による圧密が起こったと考えられる特徴が発見されている．Forman et al. (2016) では，Allende 隕石中の変形による微細構造の空間分布・方向から，この隕石はもともとは不均一で高空隙率の母天体が衝突圧密を経験してできたことが示唆されている．

### 1.5.3. 衝突励起振動

小惑星上にある多数のクレーターが形成されたときの衝突で，小惑星は衝突励起振動を経験していると考えられる．振動を受けた粒子層の空隙率は下がってゆき，あるところで平衡に達する．地上実験では，平衡に達したときの空隙率(充填率)は構成粒子のサイズによって，振動の条件あるいは粒子間力と加速度による力の比で決まることが明らかになっている(e.g. Philippe and Bideau, 2002; Dijkstra and Hecke, 2009; 壇上, 大塚, 1980)．ミリメートルサイズの粒子が前者で，マイクロメートルサイズの微粒子は後者である．これは粒子間力と加速度による力の比が粒子サイズによって変化するためである．例えば理論的な粒子間力を考えると，粒子間力は粒子径の 1 乗で変化する．その一方で，加速度による力は粒子の体積に比例するから，粒子径の 3 乗で変化する．そのため，粒子径がマイクロメートルサイズの粒子に対しては粒子間力が，ミリメートルサイズの粒子に対しては加速度による力が支配的に働くことになる．小惑星上のレゴリス層の場合は，重力が地球とは異なる環境において，構成粒子に働く支配的な力がどちらなのかを考慮する必要があると考えられる．

#### 1.5.4. その他の要因

その他の空隙率を変化させる要因としては、天体構成粒子層の焼結、溶融、またそれによってできた液体による粒子層の流動化などが考えられる。

微惑星内で焼結・溶融が起こるかどうかは内部がどれだけ加熱されるかで決まる。焼結や溶融を引き起こす熱源は集積時の重力エネルギー、 $^{26}\text{Al}$ などの短寿命核種の放射壊変による熱、潮汐や衝突による加熱が考えられる。小惑星の場合主な熱源となるのは放射壊変熱である。この場合、天体がどの程度加熱されるかは $^{26}\text{Al}$ などの放射性同位体の含有量と天体の加熱効率に依存する。これは天体の形成時期及び大きさの影響を受ける。微惑星の集積タイムスケールが $10^5$ 年なのに対し $^{26}\text{Al}$ の半減期は $\sim 10^6$ 年なので、微惑星の形成時期によって含まれる $^{26}\text{Al}$ の量は変化する。また微惑星が大きければ天体体積に対する表面積が小さくなるため天体は温まりやすい。CAI形成時の $^{26}\text{Al}$ 量を、Thrane et al., (2006)で4つのCVコンドライト内にあるCAIを測定して得た、 $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ 比として上限値と考えられる量(Jacobsen et al., 2008)になるように与えた場合は、CAI形成後1.7 Myrよりも後に形成された半径200 km以下の天体の場合は内部が溶融することはない(Lichtenberg et al., 2016)。また天体が小さいほど、形成時間が遅いほど表面に空隙率が比較的高い層が残ることが示されている(Lichtenberg et al., 2016)。

粒子の溶融が起こると液体によって空隙が埋められることで充填率が増加することも考えられる。また液体の存在は粒子層の圧密特性にも影響を及ぼすと考えられる。

#### 1.6. 本研究での問い

本研究では1.5章で挙げた、小天体の空隙率を変化させる要因のうち自己重力による圧密に着目する。本研究での問いは、「粉粒体で構成された天体の自己重力による内部空隙率構造はどうなっているのか？」である。以下に詳しく述べる。

##### ①表面近くあるいは小さな天体内部：圧密が始まる圧力は？

天体表面、また小さな天体内部にかかる圧力は小さいため、圧密が始まるのに必要な圧力以上の圧力が加えられないと粒子層は圧密されない。この圧力は何

から推測すれば良いのか？また構成粒子のサイズは様々であるが、これはどう影響するのか？

②構成要素が 1 種類の天体の内部空隙率構造：粒子特性の影響は？

天体サイズがある程度大きくなれば天体内部は自己重力で圧密されるはずである。このとき天体の内部空隙率構造はどうなるのか？天体構成粒子がレゴリス層やラブルパイル天体を構成する粒子と同じようなものだと考えると構成粒子のサイズは様々であるが、これはどう影響するのか？

③始原的隕石母天体の内部空隙率構造：構成要素が 2 種類以上の場合の圧密特性は？

小惑星の構成粒子は隕石構成物質のようなものであると考えた場合、天体構成粒子層はサブミクロンサイズのマトリックス粒子と、コンドリュールなどの mm スケールの粒子の混合物である。さらにこれらの混合比率も様々である。これらの要素はどのように天体内部の空隙率に影響するのか？

自己重力による圧密を考える際に必要となるのは粒子層の圧密特性である。ここからはこれまでに粉体層の圧密特性について調べられてきた内容を説明する。

## 1.7. 粉体層の圧密特性に関する研究

粉体層の圧密特性を測定した実験的研究には様々なものがある。惑星科学分野における先行研究で用いられた試料、圧力と充填率の関係が得られた範囲、使われた手法について表 1.2 にまとめて示した。Blum et al. (2006)や Güttler et al.(2009)では 3 種類の微惑星構成ダスト模擬物の圧密特性が測定されている。図 1.10 にこれらの研究で得られたダスト層の圧密特性を示す。図 1.10 で左に示した Blum et al. (2006)では半径  $0.76 \mu\text{m}$  で単分散の粒子径分布を持つ球形  $\text{SiO}_2$  粒子、半径  $0.75 \mu\text{m}$  で単分散の粒子径分布を持つ不規則形状ダイヤモンド粒子、半径  $\sim 0.05\text{-}5 \mu\text{m}$  の多分散の粒子径分布を持つ不規則形状  $\text{SiO}_2$  粒子の圧密特性が測定されている。ダスト層は上から圧密されており、かけた圧力を横軸に、縦軸にその時のダスト層の充填率を示してある。まずダスト層はある圧力以下では初期充填率を保つ。ある圧力以上では充填率は圧力と共に増加し、圧力が  $\sim 10^5 \text{Pa}$  あたりで充填率が変化しなくなる。これは、この実験ではダスト層は容器には入っていないため、横にも流れることができるためである。ダスト層の圧



密特性を特徴づける量として初期充填率、充填率が変化しはじめる際の圧力、それ以上充填率がほぼ増加しなくなる際の充填率及び圧力などが示されているが、これらの量は用いたダストによって異なった。図 1.10 右には Güttler et al.(2009)による、Blum et al. (2006)で用いられたのと同じ球形 SiO<sub>2</sub>粒子の圧密実験の結果を示してある。この実験は壁のある容器に充填されたダスト層をピストンで圧密して行われた。比較のため Blum らの実験で得られた圧密特性も示してあるが、圧密方法の違いで圧密特性が異なることがわかる。Yasui and Arakawa (2009)では氷小天体構成物質を模擬したダスト-氷混合試料の圧密曲線を調べる中で、初期空隙率 0.64 の、1 μm シリカパウダー試料の圧密実験が行われている。この研究では圧力範囲~0.2-30 MPa の範囲で試料の圧密特性が示されている。

Kataoka et al. (2013a) では数値計算によって氷とシリケートのサブミクロン粒子アグリゲイトの圧密特性が調べられており、アグリゲイトの圧縮強度(充填率を保持できる最大の圧力)は構成粒子サイズと粒子の転がりに必要なエネルギー、また充填率で決まることが明らかになっている。

また Beitz et al. (2013) では速度 165-1200 m/s のピストンによる動的圧密で、ダストとビーズの混合物の圧密特性が得られている。これは隕石を構成するマトリックスとコンドリュールを模擬した試料である。マトリックス模擬物としては 0.5-10 μm のサイズ分布を持つ不規則形状 SiO<sub>2</sub>粒子と、粒子の破砕によってもダストを用いたときと同じ充填率が達成されるかを調べるため、100, 500 μm のガラスビーズを用いている。コンドリュール模擬物としては 2 mm のガラスビーズとアルミナ球を用いている。同じ圧力で圧密されたあとの充填率はダストとビーズの混合比率によって異なるという結果が得られている。また模擬物が経験した圧力は~90-2400 MPa で、この圧力範囲ではコンドリュール模擬物の破壊がみられた。

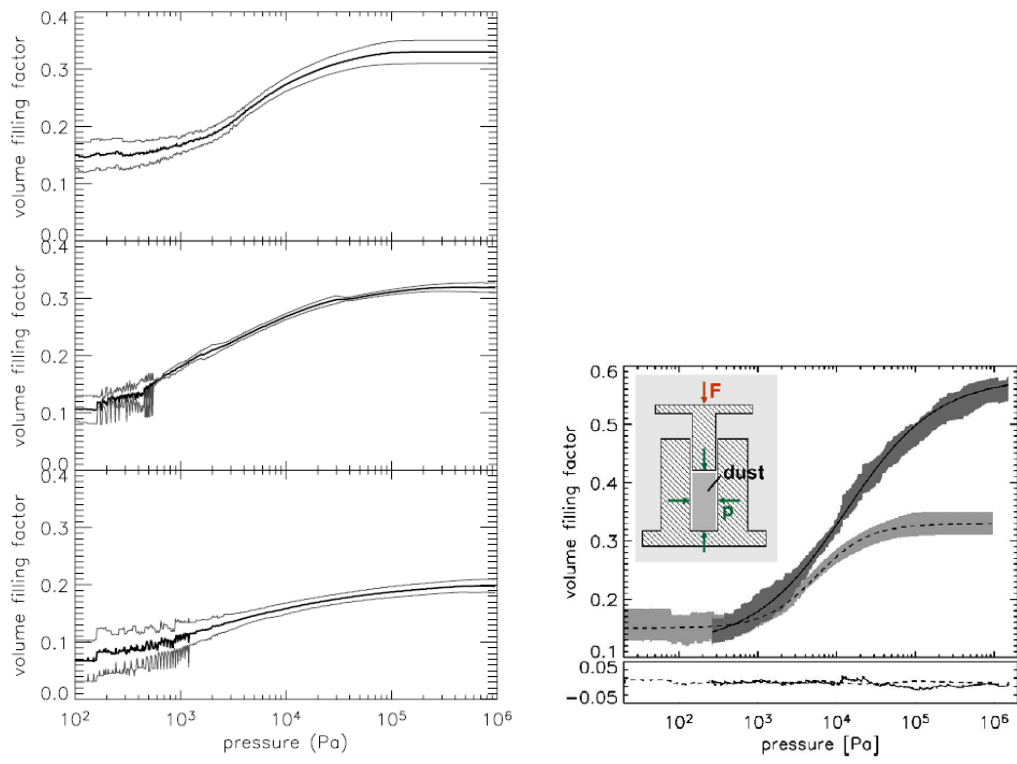


図 1.10 粉体層の圧密曲線(左 : Blum et al., 2006; 右 : Güttler et al., 2009).

表 1.2 先行研究の条件.

	試料粉体 (直径, 形状, 物質)	充填率範囲	圧力範囲 (Pa)	圧密方法
Blum et al. (2006)	1.5 $\mu\text{m}$ , 球, $\text{SiO}_2$ 1.5 $\mu\text{m}$ , 不規則, ダイヤモンド ~0.1-10 $\mu\text{m}$ , 不規則, $\text{SiO}_2$	~0.1-0.3	$\sim 10^2$ - $10^6$	1 軸(ピストン)
Güttler et al. (2009)	1.5 $\mu\text{m}$ , 球, $\text{SiO}_2$	0.12-0.58	$\sim 10^2$ - $10^6$	3 軸(ピストン)
Yasui and Arakawa (2009)	1 $\mu\text{m}$ , 球, $\text{SiO}_2$	0.36-0.62	$\sim 10^5$ - $10^7$	3 軸(ピストン)
Kataoka et al. (2013a)	0.2 $\mu\text{m}$ , 球, 氷 1.2 $\mu\text{m}$ , 球, $\text{SiO}_2$	$\sim 10^{-3}$ - $10^{-1}$	$\sim 10^{-3}$ - $10^4$ $\sim 10^{-3}$ - $10^2$	3 軸 (周期境界)
Beitz et al. (2013)	0.5-10 $\mu\text{m}$ , 不規則, $\text{SiO}_2$ or 100, 500 $\mu\text{m}$ , 球, ガラス + 2 mm, 球, ガラス or アルミナ	0.85-0.99 (圧密後)	$\sim 10^8$ - $10^9$	動的 3 軸 (ピストン)

## 粉体層の圧密特性の表し方

粉体層の圧密特性の近似に使われる式は様々である。

Blum et al. (2006), Güttler et al. (2009)では以下の式を用いて粉体層の圧密特性が近似された。

$$f(P) = f_2 - \frac{f_2 - f_1}{\exp\left(\frac{\log \Sigma - \log P_m}{\Delta}\right) + 1} \quad (1.4)$$

ここで $f$ は充填率、 $P$ は圧力、 $f_1$ 及び $f_2$ は実験より得られる最小充填率(圧密前の充填率)と最大充填率(充填率が圧力に依存して変化しなくなる充填率)、 $P_m$ は圧縮曲線の反転時圧力、 $\Delta$ は圧縮曲線を対数軸でみた時の遷移幅を示す。

Kataoka et al. (2013a, b)では、アグリゲイトの圧密特性は以下のような式で近似された。

$$P = \frac{E_{roll}}{r_0} f^3 \quad (1.5)$$

$P$ は圧力、 $r_0$ は構成粒子半径、 $f$ はアグリゲイトの充填率、 $E_{roll}$ は構成粒子を転がすのに必要なエネルギーである(Wada et al. 2007 を参照)。

べきの形で粉体の圧密特性を近似した研究には Sirono (2004)もある。この研究ではトナー粒子と Fumed silica 粒子の混合物の圧縮強度を以下の式で近似している。

$$\Sigma(f) = \Sigma_0 f^\beta \quad (1.6)$$

ここで $\Sigma(f)$ は充填率が $f$ のサンプルの圧縮強度で、 $\Sigma_0$ と $\beta$ はフィッティングパラメータである。

惑星科学分野ではないが、既に他の分野で使われているものには川北式や Nutting の式などがある。

川北式は薬学の分野で広く使われており、以下のように表される(Kawakita and Lüdtke 1971)。

$$\frac{P_a}{C} = \frac{1}{ab} + \frac{P_a}{a} \quad (1.7)$$

ここで $P_a$ は軸方向に加えられた圧力で、 $a$ と $b$ は定数である。 $C$ は体積減少率で次のように表される。

$$C = \left(\frac{V_0 - V}{V_0}\right) = \left(\frac{f - f_i}{f}\right) \quad (1.8)$$

$V_0$ は試料の初期体積,  $V$ は試料体積,  $f_i$ は試料の初期充填率,  $f$ は試料の充填率である. 容器に入れた試料をピストンで圧密する実験の場合,  $C$ は試料のひずみに対応する.

Nutting の式も試料の体積減少率をパラメータとして用いる式である (Nutting 1921; Scott Blair and Caffyn 1949). 以下のように表される.

$$\gamma = \psi^{-1} \sigma^\mu t^\nu \quad (1.9)$$

$\gamma$ はひずみ,  $\sigma$ は応力,  $\sigma$ は応力持続時間,  $\mu$ と $\nu$ は粒子径や粒子層の含水率によって変化する物理指数である (Taneya and Sone, 1962).  $\psi$ は”firmness”と呼ばれる物理特性である (Scott Blair and Valda Copen 1940).  $\mu=1$ ,  $\nu=1$  の場合 $\psi$ は粘性率に対応し,  $\mu=1$ ,  $\nu=0$  の場合は弾性率に対応する (Nutting 1921).

### 先行研究のパラメータ範囲

先行研究で圧密特性が得られた充填率・圧力範囲を図 1.11 に示す. 実験及び計算が行われた充填率範囲は表 1.2 および図 1.11 に示したとおりで, 充填率範囲が小惑星に対応しているのは Güttler et al.(2009)と Yasui and Arakawa (2009)で得られたデータのみである. サイズの違う粒子の混合物の圧密特性を調べた Beitz et al. (2013)のデータは動的圧密で得られたものである. また圧密後試料の経験した最大圧力範囲は自己重力で考えられるよりも大きい. そしてダストサイズの影響については調べられていない.

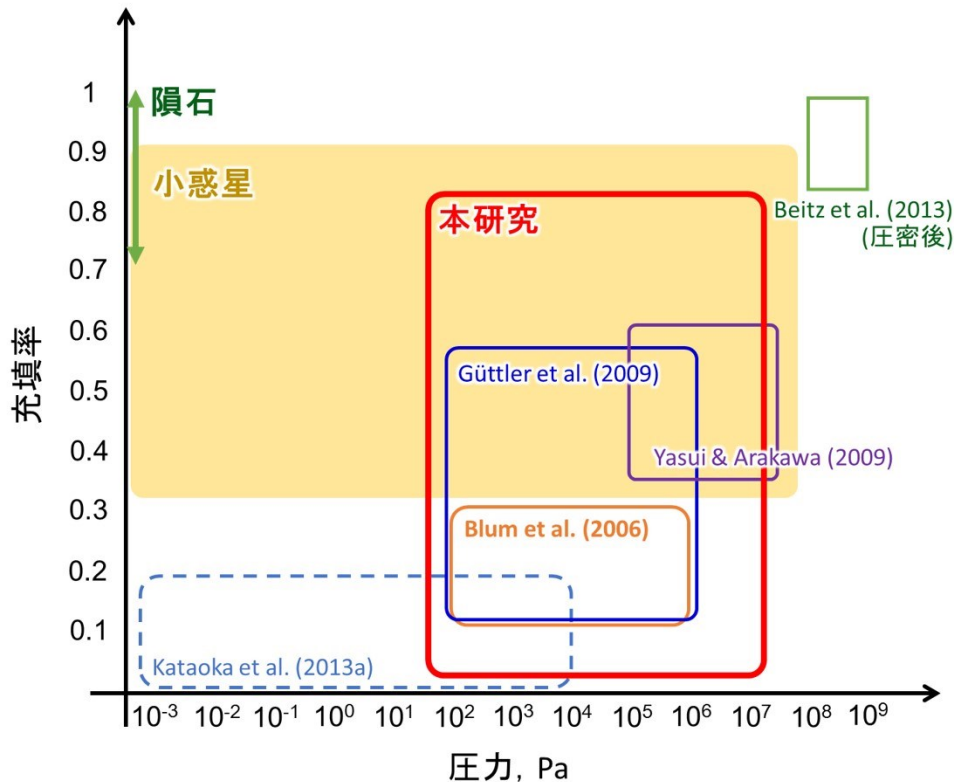


図 1.11 圧密特性を得られている範囲. 小惑星・隕石に対応する充填率(・圧力)範囲と本研究で調べる範囲も示した.

様々な構成粒子層をもつ小惑星の圧密特性を理解するためには、小惑星に相当する充填率・圧力範囲における、様々な特性を持った粒子の圧密特性を系統的に調べる必要がある。

## 1.8. 天体構成粒子層の圧密特性に影響する要素

これまでに行われた実験から、構成粒子が異なれば粒子層の圧密特性は変化することがわかる。では天体構成粒子層の圧密特性を考えるとときには、具体的には構成粒子層のどの特徴に着目すれば良いかを考える。

### 1.8.1. 構成粒子層の圧密メカニズム

粒子層は構成粒子の再配置、弾性・塑性変形、破砕によって圧密される。Hagerty et al. (1992)では、 $\sim 10^0 - 10^3$  MPa 下における粒子層の圧密特性と、圧力を受けたあとの粒子層の粒子径分布が調べられている。試料には粒子径が 425

−850  $\mu\text{m}$  の Ottawa sand(丸みを帯びた石英砂), 粒子径が 425−850  $\mu\text{m}$  の Black Beauty(角ばった方解石), 粒子径が 595−850  $\mu\text{m}$ , 355−710  $\mu\text{m}$ , 250−425  $\mu\text{m}$  の球形ガラスビーズ, 粒子径が 425−850  $\mu\text{m}$  のガラス破片粒子が用いられた. 1 軸圧縮試験の結果によれば, 圧力を受けた試料は粒子の破砕が始まるまでは擬弾性的に圧密されるが, それ以上ではまず圧力と共に圧密が効率的になる. これは粒子の破壊及び粒子破片の充填によると考えられている. しかしさらに圧力が大きくなると, 圧密の効率は圧力の増加と共に悪くなる. これは粒子層内の接触点が増加することで接触点あたりにかかる力が小さくなり, さらに粒子の破砕が少なくなるためだと考えられている. 最終的に, 圧力が $\sim 500$  MPa 以上の範囲では圧密によるひずみがある値に漸近し, その際の弾性係数にあたる値は砂岩のそれに近い値となる.

圧縮前後の粒子径分布の変化から, 粒子の破砕は $\sim 10^0 - 10^2$  MPa で始まることが明らかになっている. 粒子の破砕が始まる圧力は粒子層の初期充填率, 粒子径, 粒子形状によって変化し, 初期充填率が小さいと, また粒子径が大きいと少し破砕が起きやすくなる. これは単位断面面積あたりに存在する接触点数が少なく, 接触点あたりにかかる力が大きくなるためであると考えられている. また粒子形状が角ばっていると, 球形粒子の場合に比べて破砕が起きやすくなる. これは粒子内での力の不均衡が起こり, 粒子内に働くせん断や引っ張りの力が大きくなりやすいためだと考えられている.

バルク密度より計算される天体の中心圧力は, 小惑星帯にある最もサイズの大きい天体 Ceres でも $\sim 150$  MPa で, 中心圧力が最も大きな小惑星 Vesta になると $\sim 40$  MPa である. そのため構成物の主な組成が  $\text{SiO}_2$  である小惑星のほとんどにおいては粒子の破壊は圧密メカニズムとして働いておらず, 一部の大きな小惑星内部でのみ粒子の破壊, およびその破片による充填が圧密メカニズムとして働いていると考えられる. 弾性・塑性変形について考えても, ヤング率より計算される  $\text{SiO}_2$  粒子の歪みは 100 MPa の圧力下でも 0.001 である. そのため小天体にみられる圧力下において粒子層の圧密は主に粒子の再配置によって起こると考えられる. ただし構成粒子に氷粒子を含む小惑星の場合は, 岩石質小惑星の場合よりも小さな天体から粒子の変形や破壊も圧密メカニズムとして働くと考えられる. Yasui and Arakawa (2009)では, 空隙率が 0.2 よりも小さく

なるような領域(圧力は $\sim 10^0$  MPa 以上)では、氷粒子の延性変形や脆性破壊が氷—シリカ粒子混合物の圧密メカニズムになることが示されている。

### 圧密特性を決める要素

粒子の破壊が起こらない条件では、天体構成粒子層の圧密特性は構成粒子の物理特性および粒子層構成粒子が成す構造に依存すると考えられる。

構成粒子の物理特性は粒子を粒子間力に逆らって再配置するのに必要な力に影響する。また構成粒子層が成す構造、すなわち粒子がどのように並んでいるかは空隙率に依存する。

粒子層の構造を変化させるのに必要な力は、粒子間力の大きさと再配置される粒子の個数に依存すると考えられる。

#### 1.8.2. 粒子層の圧密に必要な力

次に粒子層の圧密に必要な力を考える。粒子層の圧密に必要な力は、再配置される粒子にかかる力の積算である。ここでは粒子層内の粒子に働く力の考え方について述べる。

##### 1.8.2.1. 粒子層内の粒子に働く力

Rumpf の式(Rumpf, 1970)を用いると、ある圧力下に置かれた粉体層構成粒子の各接点にかかる力の平均を求めることができる。この式はもともと引張り強度について考案されたもので、均一球のランダム充填層の断面において働く応力は、その表面にある粒子による粒子間力の積算であるという仮定のもと導かれた。以下のように表される。

$$\sigma_t = \frac{1-\varepsilon}{\pi} N_c \frac{F_c}{d^2}, \quad (1.10)$$

$\sigma_t$ は引張強度、 $\varepsilon$ は空隙率、 $N_c$ は粒子層の平均配位数、 $F_c$ は構成粒子間に働く粒子間力、 $d$ は粒子直径である。

この式は、力が反対向きに働く圧縮強度にも適用できることが Tsubaki (1984) で示されている。この場合、式は以下のように書き換えられる。

$$\sigma_c = \frac{1-\varepsilon}{\pi} N_c \frac{F}{d^2}, \quad (1.11)$$

$\sigma_c$ は粒子層に働く圧縮応力、 $F$ は圧縮応力とは反対の向きに働く粒子間力である。



## 粒子層内の粒子の配位数

粒子層内の粒子の配位数は実験やシミュレーションより調べられてきた。充填率と平均配位数の関係を図 1.12 に示す。横軸は充填率、縦軸は構成粒子の平均配位数を表す。充填率が増加すると平均配位数は増加する傾向にある。図中に緑の印で示してあるのは実験より測定された配位数である。Bernal and Mason (1960)ではボールベアリングの玉と墨汁を用いて、粒子接触点にできた墨汁の架橋跡を数えて粒子配位数を決定した。Smith et al. (1929) は同様の実験を鉛玉と酢酸で行っている。Wade (1964) はアルミナ微小球 (直径 15 nm) ペレットに水を吸着させ、吸着水の量から導かれる液架橋の数から配位数を決定した。白抜き (部分を持つ)印, あるいは線の印で表されているのはシミュレーションより求められた配位数である。Wada et al. (2011) は CPE アグリゲイト、BAM1、BAM2 アグリゲイト充填率と配位数の関係を示した。CPE アグリゲイトは六方最密充填構造を持った塊から全体の個数に対し任意の割合の粒子を抜いて作ったアグリゲイトである、BAM1、BAM 2 アグリゲイトは共にシミュレーションで粒子をランダム衝突によって付着させて作ったアグリゲイトで、付着の仕方によって充填率及び配位数がそれぞれ異なる。Seizinger and Kley (2013)においても 3 種類の BAM アグリゲイトの充填率と配位数の関係が得られている。これらはアグリゲイトを作るときの、粒子の付着する条件が異なる。新しく付着する粒子はアグリゲイトの外、ランダムな方角から衝突し、衝突点近く、2, 3 の粒子と触れ合う点で静止し、新しくアグリゲイトの一部となる。この静止する点を、衝突した点から最も近い点とした場合、ランダムに選んだ場合、最も質量中心に近い点を選んだ場合がそれぞれ *shortest*, *random*, *center* の BAM 粒子に対応する。最も実際の成長の仕方に近いのは *shortest* の条件である。また参考のため単純立方格子、体心立方格子、面心立方格子及び六方最密充填構造の充填率と配位数の関係も示した。充填率と平均配位数の関係についてはいくつかの関係式が提案されているが、本研究では図中に太実線で示されている、Rumpf(1970)で提案されている配位数と充填率の関係

$$N_c = \pi / (1 - f) \quad (1.12)$$

を用いた。この式は、実験より求められた配位数の多くや、Wada et al., (2011)の充填率~0.2のBAMアグリゲイトの配位数、Seizinger and Kley (2013)の、充填率~0.35のshortestのBAMアグリゲイトの配位数と調和的である。また図中のデータの配位数と~2倍-0.8倍の範囲で一致する。

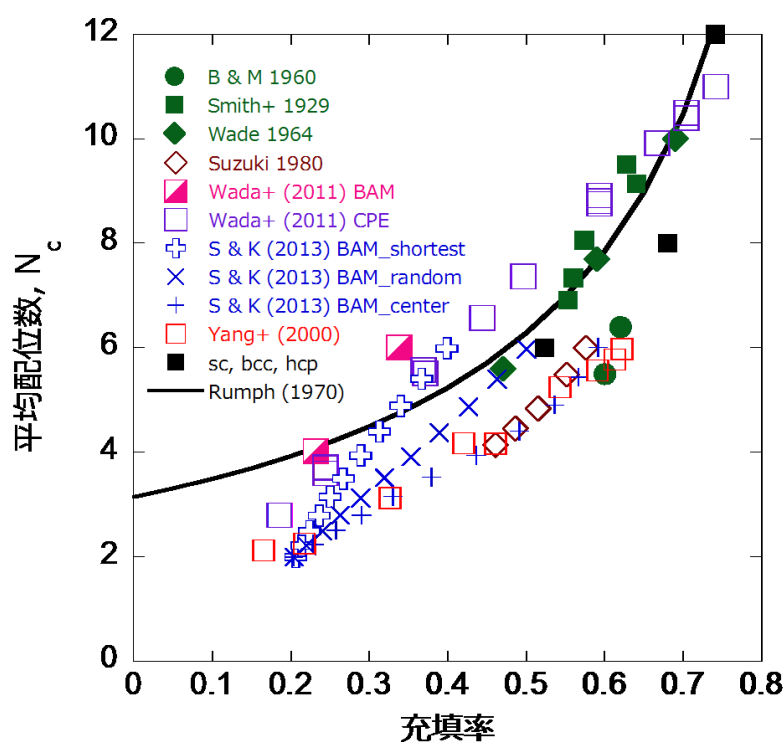


図 1.12 充填率と平均配位数の関係。

### 配位数と再配置メカニズム

粒子層中の粒子は、転がりかすべりによって再配置する。粒子の転がりに必要な力の方がすべりに必要な力よりも小さいため、配位数が十分に小さく粒子が転がることのできる状態であれば粒子は転がりによって再配置される。しかしながら配位数が6を超えると粒子は3軸方向にロックされてしまうため、粒子はすべりによって再配置される。

## 粒子層内での力の分布 (Force chain)

ここで注意しておきたいことがある。実際の粉体層内では全ての接触点に均等な力が働いているわけではなく、力の分布が存在する。力の分布を可視化する方法として光弾性体を使ったものがある。光弾性体を 2 枚の円偏光子で挟んで片方の偏光子の向こう側から光を当て、もう片側の偏光子の手前側から見ると、光弾性体内の力のかかっている部分が明るく見える。これを利用して可視化された粉体層内部における力の分布と、用いられた実験装置の概略図を図 1.13 に示す。この実験は円盤を積み重ねた 2 次元の粉体層で行われている。写真の左側は円盤の配置がわかるもので、右側が可視化された力の分布である。明るく見えている部分が力のかかっている部分である。粒子は他の粒子との接触点から力を加えられていることがわかる。力は全ての粒子に均等にかかるわけではなく、ある粒子には大きな力がかかっている一方でほとんど力がかかっていない粒子も存在する。また比較的大きな力がかかっている粒子が鎖のように連なっている。この網目構造を Force chain と呼ぶ。

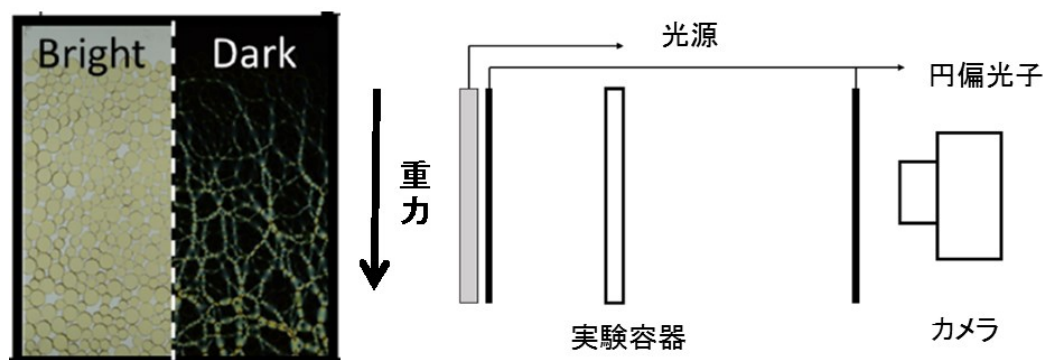


図 1.13 左：重力によって作られる force chain, 右：左図の force chain を観察するために用いられた実験装置(Iikawa et al., 2018 より一部改変).

### 1.8.2.2. 理論的な粒子間力

粒子間にかかる力に対して粒子間力が大きいか、小さいかが粒子の再配置の可否を決める。理論的な粒子間力として、ここではファンデルワールス力と JKR 理論で導かれる粒子間力について述べる。

#### ファンデルワールス力

大気中でのファンデルワールス力は次のように表される(Perko et al., 2001)。

$$F_v = \frac{As^2}{48\Omega^2} r \quad (1.13)$$

$A$ はハマカ一定数、 $\Omega$ は吸着粒子の半径(ここでは  $O^{2-}$ イオンとして、 $1.32 \times 10^{-10}$  m)、 $s$ は cleanliness ratio という値で、吸着粒子層の厚さを  $t$  とした場合  $s = \frac{a}{t}$  である。この値によって、表面に吸着した分子のせいで粒子間の距離が開いてしまい、粒子間力が小さくなる効果を考えることができる。地球上では  $s=0.1$  であるが、真空中では 1 に近づく。 $r$ は粒子半径である。ファンデルワールス力は粒子径の 1 乗に比例して増加する。実際に、ケイ酸塩粒子の粒子間力は粒子表面に吸着した分子で小さくなり、超真空下では増大することが確かめられている (Perko et al., 2001; Kimura et al., 2015)。

### JKR 理論より与えられる粒子間力

JKR 理論は、2つの弾性球が接触しているときの接触面面積、球間に働く力、球の中心間の接近変位の関係を与える Hertz 理論に加え、付着力を考慮した理論である (Johnson et al., 1971)。この理論では、接触している 2つの球は弾性エネルギーと接触面に働く表面エネルギーが平衡となる接触半径を持つ。

2つの球粒子が理想的に接触しているとき、そのコンタクト半径  $a$  は次のように表される。

$$a = \left\{ \frac{3R}{4E^*} \left( F^* + 6\pi\gamma R + \sqrt{(6\pi\gamma R)^2 + 12\pi\gamma R F^*} \right) \right\}^{\frac{1}{3}} \quad (1.14)$$

$\gamma$ は表面エネルギー、 $F^*$ は粒子に与えられる外力である。 $R$ と $E^*$ はそれぞれ換算粒子半径、換算ヤング率で、以下のように表される。

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \quad (1.15a)$$

$$\frac{1}{E^*} = \frac{(1-\nu_1^2)}{E_1} + \frac{(1-\nu_2^2)}{E_2} \quad (1.15b)$$

ここで  $r_i$ ,  $E_i$ ,  $\nu_i$  は各粒子の半径、ヤング率、ポアソン比である。

なおコンタクト半径は以下に示す、粒子間に加わる力から導かれている。

$$F^* = \frac{4E^*}{3R} a^3 - \sqrt{16\pi\gamma E^* a^3} \quad (1.16)$$

前の項は球の弾性による斥力、後の項は付着力による引力に対応する。

弾性力と付着力が外力なしで釣り合っているときは  $F^*=0$  であるから、このときのコンタクト半径を  $a_0$  とすると次のように表される。

$$a_0 = \left( \frac{9\pi\gamma R^2}{E^*} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (1.17)$$

接触半径及び粒子間にかかる力から、(a)弾性球間の付着力(pull-off force)、(b)転がり摩擦力、(c)すべり摩擦力、(d)ねじりに必要な力を考えることができる(図 1.14). 本研究では転がり摩擦力とすべり摩擦力(Dominik and Tielens, 1995; 1996; 1997)に着目する.

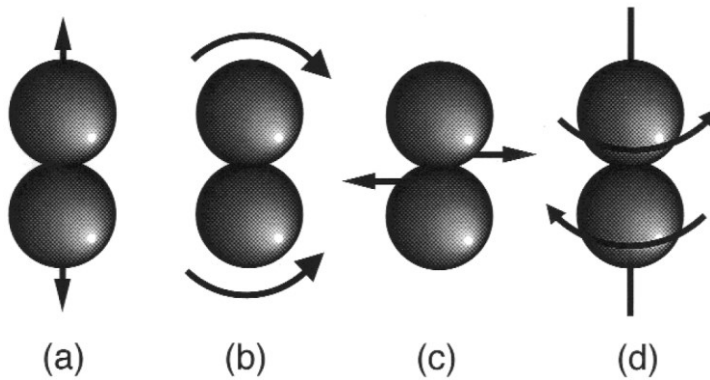


図 1.14 粒子間に働く力. (Dominik and Tielens, 1997)

### 転がり摩擦力

転がり摩擦力は、付着した 2 粒子を転がそうとする力に対する抵抗力である(図 1.15 左). 粒子の中心から粒子間の接触面に下ろした垂線の足を接触点と呼ぶことにする. 粒子を転がすと接触点は移動するが、接触面はそのままであろうとするので接触点と接触面の中心が距離  $\xi$  だけずれる(図 1.15 右). すると粒子の転がりに抵抗するトルクが生まれる(回転抵抗). 回転抵抗に打ち勝つ力で粒子を転がし続けると  $\xi$  は大きくなってゆき、あるところで臨界転がり変位  $\xi_{crit}$  となる. ここで今までの接触面の後方の端がはがれ、前方は新たに接触することで、新たな、接触面と接触点の一致した接触面ができると考える. このときに必要な力を転がり摩擦力とし、以下のように表す.

$$F_{roll} = 6\pi\gamma\xi_{crit} \quad (1.18)$$

転がりの変位が  $\xi_{crit}$  よりも小さい場合、この抵抗はばねのように働く. つまり、粒子を転がすためにはこの臨界変位を超えるのに必要なだけのトルクが必要となる(モーメントアームは粒子の半径と同じ長さになる). 臨界の転がり変位は

つきりとは定義されていないが、 $\sim 2 \text{ \AA}$ からコンタクト半径の間の大きさをとると考えられている(Heim et al., 1999).

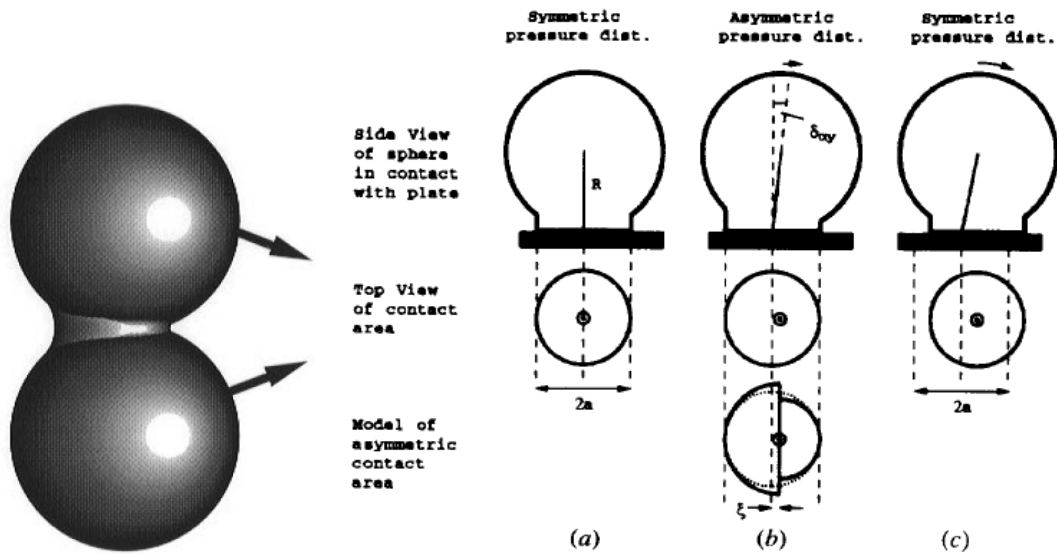


図 1.15 転がされる粒子. 左は Dominik and Tielens (1997), 右は Dominik and Tielens, (1995)より.

### すべり摩擦力

粒子の接触面には原子スケールの凸凹が存在する(図 1.16 左). すべり摩擦力は, 引っかかる原子を押し込むことでこの凸凹を解消し, 粒子を接触面に水平にすべらせるために必要な力である. 考え方としては, 引っかかる原子を押し込むためには押し込まれる原子の両隣の原子の距離を離す必要があり, これをばねの変形のように考える(図 1.16 右). 変形させるべき点数は単位面積あたりの凸凹の個数と, 接触面の面積によって決まる. 結果すべり摩擦力は次のように表される.

$$F_{fric} = \frac{G^* a^2}{2\pi} \quad (1.19)$$

$G^*$ は reduced shear modulus で, 以下のように計算される.

$$\frac{1}{G^*} = \frac{2-\nu_1}{G_1} + \frac{2-\nu_2}{G_2} \quad (1.20)$$

なお $G_i$ は剛性率で次のように与えられる.

$$G_i = \frac{E_i}{2(1+\nu_i)} \quad (1.21)$$

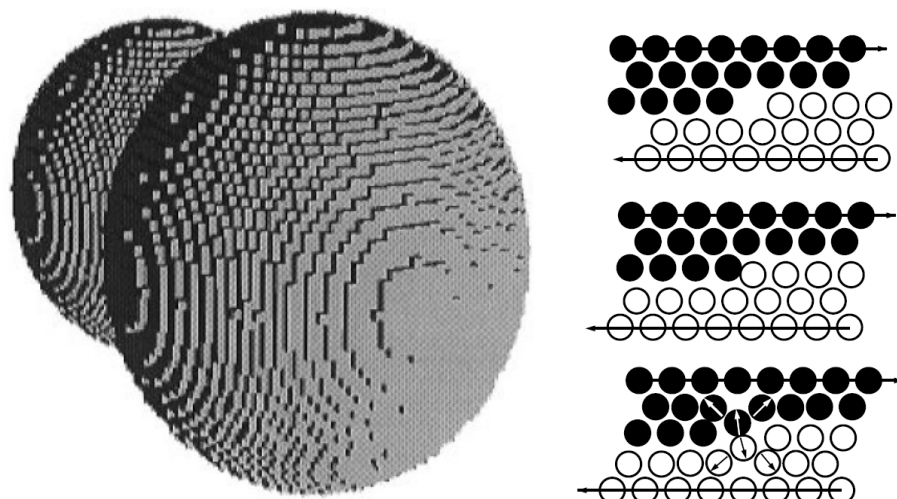


図 1.16 粒子間に働く力. (Dominik and Tielens, 1996, 1997 より改変)

## JKR 理論がそのまま適用できる範囲

JKR 理論は理想的になめらかな(原子の粒よりも大きな凸凹がない)表面間の接触を考えている. しかし実際の粒子表面には原子サイズよりも大きな凸凹が存在するため JKR 理論によって計算される粒子間力と実際の粒子間に働く粒子間力が一致するとは限らない. 粒子接触面よりも小さな凸凹は粒子間力を大きく減少させる (Fuller and Tabor, 1975). Heim et al. (1999)において測定された,  $0.5-2.5 \mu\text{m}$  の  $\text{SiO}_2$  粒子粒子間力は JKR 理論と良く一致していた. これは, 測定された粒子表面の凸凹の大きさは接触半径と同等であったことから, 凸凹の効果が無視できたためと考えられる(Heim et al., 1999).

## 1.9. 本研究での問いに答えを出すためにすること

### 1.9.1. 研究内容

本研究での問いに答えを出すために行う内容は以下の通りである.

- ①表面近くあるいは小さな天体内部で圧密が始まる圧力を粒子特性から制約する.

様々な粒子特性を持つ試料を用いて低圧力下における粉体層の圧密特性を調べる。特に粒子層の圧密がはじまる圧力を調べ、理論的に計算される粒子層強度との比較を行い、理論的に粒子層強度を制約する方法を示す。

②実験より得た粉体層の圧密特性を用いて天体内部空隙率構造を定量的に示す。また粒子特性が圧密特性に及ぼす影響を調べる。

様々な粒子特性を持つ試料を用いて粉体層圧密実験を行う。圧密特性と粒子の特徴の関係を調べる。得られた圧密特性から天体内部密度構造を計算し、構成粒子層の圧密特性と天体内部密度構造の間の関係を得る。

③実験より得た始原的隕石母天体模擬物の圧密特性より天体内部空隙率構造を定量的に示す。また構成要素の粒子径・含有率が圧密特性に及ぼす影響を調べる。

サイズのスケールが異なる粒子の混合物を用いて、粒子径及び粒子の混合比率が混合粒子層の圧密特性にどう影響するかを調べる。得られた圧密特性を用いて天体内部密度構造を計算する。天体内部空隙率構造の計算には、本研究では Lane-Emden 方程式を用いる。

### 1.9.2. Lane-Emden 方程式

レーン=エムデン方程式は、元々は自己重力ガス球の内部密度・圧力分布を表す式である(e.g. Chandrasekhar 1957)。この式は、天体内部で静水圧平衡と、連続の式が成り立ち、またガスの密度と圧力の関係が以下に示すポリトロープの関係にある場合に使うことができる。

$$P = K\rho^{\frac{n+1}{n}} \quad (1.22)$$

ここで $P$ は圧力、 $\rho$ は密度、 $n$ はポリトロープ指数、 $K$ は定数である。この関係を用いて以下に示すレーン=エムデン方程式を解くと任意の大きさ(あるいは質量)の天体内部の密度・圧力構造が得られる。

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left( \xi^2 \frac{d\Phi}{d\xi} \right) = -\Phi^n \quad (1.23)$$

$\Phi$ は密度 $\rho$ を、天体中心の密度 $\rho_c$ を用いて次のように表すための無次元パラメータである。

$$\rho = \rho_c \Phi^n, \quad (1.24)$$

また $\xi$ は天体中心からの距離を無次元化した値である。

$$\xi = \frac{r}{\alpha}, \quad (1.25)$$



ここで

$$\alpha = \sqrt{\frac{(n+1)K\rho_c \frac{1-n}{n}}{4\pi G}} \quad (1.26)$$

$G$  は重力定数( $=6.67 \times 10^{-11} \text{ Nm}^2/\text{kg}^2$ )である. なお Lane-Emden 方程式の境界条件は天体中心における  $\phi = 1$  および  $\frac{d\phi}{d\xi} = 0$  である.

### 1.9.3. 実験を行う上で注意すべき要素

また粉体層を用いた圧密実験を行う上で注意すべき要素について述べておく.

#### 粒子層内深さ方向の力の分布 (Janssen の式)

壁のある容器に充填された粉体層内には, 壁の摩擦の影響を受けた圧力分布が生まれる. たとえば自重による圧力分布を考えた場合, 壁との摩擦がなければ圧力は静水圧のように深さと共に増加するはずであるが, 壁による摩擦があると圧力増加の度合いは緩やかになり, やがて深さによらない一定の圧力になる. 壁による摩擦の効果を検討した粉体層内のある深さにおける垂直方向圧力を表したものが Janssen の式である (e.g. Duran, 2000).

$$\sigma_v = \frac{\rho_b g D}{4\mu_w K_a} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{4\mu_w K_a}{D} h\right) \right\} + p_0 \exp\left(-\frac{4\mu_w K_a}{D} h\right), \quad (1.27)$$

$\sigma_v$  は粒子層内における垂直方向圧力,  $\rho_b$  は粒子層のバルク密度,  $g$  は重力加速度 ( $=9.8 \text{ m/s}^2$ ),  $D$  は容器直径,  $\mu_w$  は粒子と側壁の摩擦係数,  $K_a$  は粉体層内に働く水平応力と垂直応力の比,  $h$  は充填高さ,  $p_0$  は粒子層表面に働く圧力である. 本研究では  $K_a$  を 0.5 (レゴリスシミュラントとガラスビーズの中間の値) (Sakatani et al., 2016),  $\mu_w$  を 0.29 と仮定して計算する (Sakatani et al., 2016; T. Aoki, private communication).

式(1.27)より計算される容器底での圧力に各要素が及ぼす影響を図 1.17 に示した. 容器底での圧力は粒子層表面に働く圧力で規格化してある. 黒い線で示しているのが, 基準としたバルク密度が  $1000 \text{ kg/m}^3$ , 容器直径が  $20 \text{ mm}$ , 粒子層厚さが  $20 \text{ mm}$  のときの計算結果である. 壁の摩擦が容器底での圧力に及ぼす影響は, 粒子層のバルク密度が小さく, 容器直径が大きく, 層厚みが薄いほど小さい. また粒子層表面に働く圧力が大きいときのほうが影響は小さい. これは, 表

面に働く圧力が小さいときは容器底での圧力はほぼ自重による圧力であるためである。表面近くにはほとんど圧力がかかっていないので圧力比が大きく、また1以上の値をとる、表面に働く圧力が十分に大きくなると壁の摩擦によって圧力が小さくなる効果のほうが効くようになり、圧力比は1より小さくなる。

圧密される粉体層の場合は、粉体層のバルク密度と粒子層厚さが同時に変化する。図 1.18 に、 $1.5 \mu\text{m}$  の球形シリカビーズの圧密実験結果を用いて計算した、充填率の逆数と  $\sigma_v/p_0$  の圧力 ( $p_0$ ) 依存性を示した。この実験は円筒容器で行ったため、充填率の逆数は粉体層の厚みに対応する。サンプルの圧密はある圧力から進む。 $\sigma_v/p_0$  ははじめ圧力と共に減少する。これは表面圧力が大きくなる効果である。次にある圧力で最小値をとったのち増加する。これは圧密が始まり、層厚みが薄くなったことで摩擦による圧力の減少が少なくなるためである。

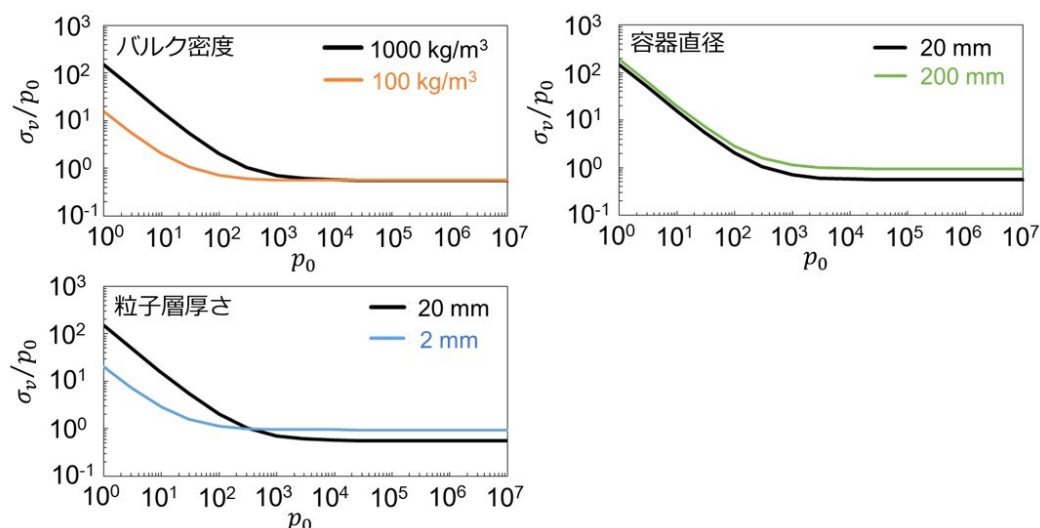


図 1.17 容器底での圧力に各要素が及ぼす影響。黒い線で示してあるのはバルク密度  $1000 \text{ kg/m}^3$ 、容器直径  $20 \text{ mm}$ 、粒子層厚さが  $20 \text{ mm}$  のときの計算結果。

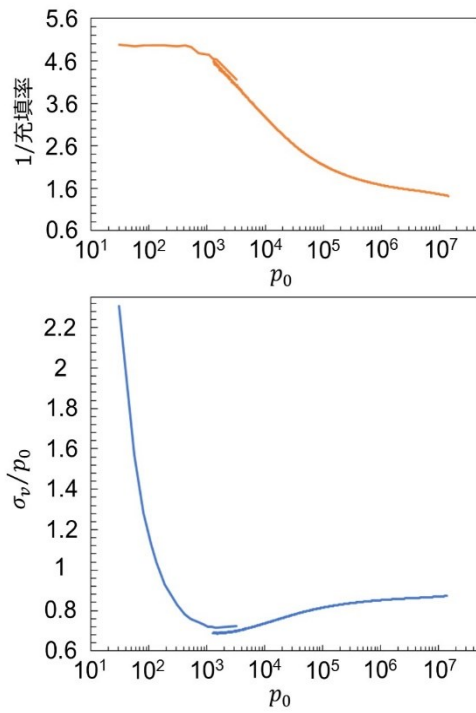


図 1.18 充填率の逆数と  $\sigma_v/p_0$  の圧力 ( $p_0$ ) 依存性.  $1.5 \mu\text{m}$  の球形シリカビーズの圧密実験結果を用いて計算した. 用いた容器は直径  $19.9 \text{ mm}$ , 圧密前の粒子層厚みは  $\sim 15 \text{ mm}$ , バルク密度は  $\sim 440 \text{ kg/m}^3$ .

## 2. 実験

### 2.1. 各実験の位置づけ

本研究では小天体を構成する粉体層の自己重力による圧密を模擬するため、以下の3つの実験を行った。

実験1：低圧下・高空隙率領域での粉体層圧密実験

実験2：粉体層圧密実験

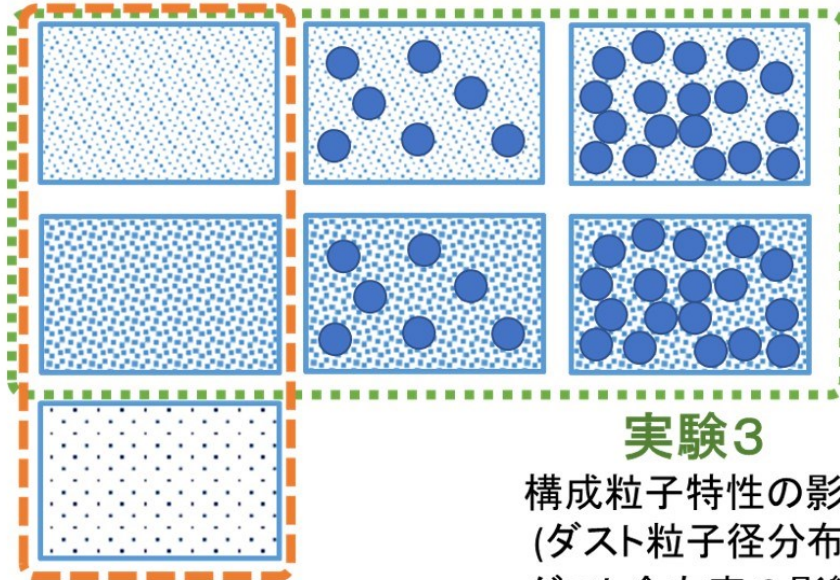
実験3：ダスト・ビーズ混合物の圧密実験

各実験で用いる試料・実験を行う圧力範囲を図2.1に示した。実験1と2では1種類の試料粉体より構成されたサンプルを用いて実験を行い、構成粒子特性と粉体層圧密特性の関係を調べる。実験1では特に低圧・高空隙率範囲での圧密特性に着目し、実験2では実験1よりも圧力が大きく、空隙率が減少していく範囲に着目する。実験3ではダストとビーズの混合試料を用いて実験を行い、ダストの粒子特性及びダスト含有率が圧密特性に及ぼす影響を調べる。この実験でも着目するのは実験1よりも圧力が大きく、空隙率が減少していく範囲である。

また本研究ではピストンによる圧密実験で試料の圧密特性のデータを得た。Omura et al. (2016)で、body force である小天体内での自己重力による土圧を模擬するため粉体層を遠心機で圧密する実験を行っているが、遠心機による圧密の結果は、内部での密度勾配を考えるとピストンによる圧密と調和的である(Suzuki et al. 2004)。

## 実験1.2

構成粒子特性の影響  
(粒子径分布, 形状, 組成)



実験3  
構成粒子特性の影響  
(ダスト粒子径分布)  
ダスト含有率の影響

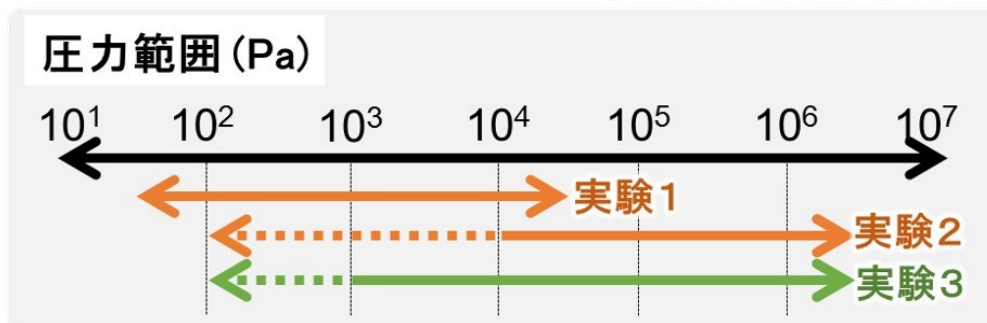


図 2.1 実験の位置づけ.

## 2.2. 試料粉体

実験に用いたすべての試料の特徴を表 2.1 に示す。また試料の画像を図 2.2 に示す。粒子径分布のグラフは実験ごとに用いた粉体について図 2.3-5 に示した。Serpentinite は大江山(河守)超塩基性岩体の蛇紋岩の粉体である。密度は蛇紋石(鳥海他, 1996)と同じであると仮定した。表 2.1 で試料粉体の名前の後のカッコ内に書いてある数字は試料の代表径としてレーザー回折法による測定より得られたメジアン径(後述)を示している。ただし Glass beads (1 mm)については製造元の公開している粒子径を代表径とした。メジアン径は、図 2.3-5 に示した体積基準粒子径累積分布より定義される。これらの図で、各グラフの横軸は粒子径、縦軸は体積基準粒子径累積分布( $d_v$ )を表している。体積基準粒子径累積分布はあるサイズよりも小さな粒子が体積割合で全体の何%(x%)含まれているかを示す。体積基準の粒子径累積分布が 50%となるような粒子径( $d_{50}$ )をメジアン径と呼ぶ。図中に示した Silica powder (1.5  $\mu\text{m}$ )以外の粒子の体積基準粒子径累積分布は神戸大学にあるレーザー回折式粒度分布測定装置 (SHIMAZU SALD-3000S) で測定した。Silica powder (1.5  $\mu\text{m}$ )の粒子径に関してはメーカーが提供している、同じくレーザー回折法で測定されたデータを用いている。また粒子径分布幅の特徴づけの値として、体積基準粒子径累積分布が 85%, 15%になる粒子径( $d_{85}$ ,  $d_{15}$ )を用いて計算される  $d_{85}/d_{15}$  を用いる。この値が大きければサイズ分布幅が大きいということになる。

測定された粒子は個々の粒子が凝集しただまを含んでいる場合があつて、それゆえ図中に示された粒子径分布は個々の粒子のサイズ分布を示しているとは限らない。特に Alumina (0.1  $\mu\text{m}$ )については製造元が公開している粒子径と、測定で得られた粒子径が大きく違ったので表 2.1 には両方の値を示してある。代表径は前者とした。試料中に含まれるだまは過去研究で使われたダストアグリゲイト(Weidling et al. 2012)や彗星のダスト粒子(Bentley et al. 2016) と同じような、簡単にはばらばらにならない、粒子が凝集した構造を持っていると思われる。

本研究ではレゴリス層やコンドライト母天体構成物質の空隙率を模擬するために微粒子を用いたが、粒子サイズ分布、形状、組成と圧密特性の関係を調べることが目的であるため、粒子のサイズや組成が天体構成粒子と必ずしも同じである必要はない。天体構成粒子の主成分は  $\text{SiO}_2$  であるにも関わらずアルミナ粒

子を用いるのは、粒度のそろった不規則形状アルミナ粒子は研磨材として出回っているため容易に入手できるためである。

また図 2.2 には玄武岩に鉄弾丸を衝突させた際にできた衝突破片のうち細かいものの画像も示した。“irregular”な粒子の形状は衝突破片の形状，すなわち天体構成粒子の形状に似ているといえる。球形粒子は理論モデルとの比較を行うために用いた。

表 2.1 試料粉体の特徴.

試料名	粒子密度 $\delta$ (gcm <sup>-3</sup> )	粒子径 ( $\mu\text{m}$ )	$d_{85}/d_{15}$	形状	主要成分	用いた実験
Silica beads (1.7 $\mu\text{m}$ )	2.2	1.7 <sup>b</sup>	2.8	Spherical	SiO <sub>2</sub>	1,2
Fly ash (4.8 $\mu\text{m}$ )	2.0	4.8 <sup>b</sup>	7.1			1,2,3
Glass beads (18 $\mu\text{m}$ )	2.5	18 <sup>b</sup>	1.4			1,2
Glass beads (1 mm)	2.5	1000 <sup>a</sup>	-			3
Silica powder (1.5 $\mu\text{m}$ )	2.2	1.5 <sup>a</sup>	20	Irregular	(Mg,Fe) <sub>3</sub> Si <sub>2</sub> O <sub>5</sub> (OH) <sub>4</sub>	2,3
Silica sand (13 $\mu\text{m}$ )	2.645	13 <sup>b</sup>	12			2
Silica sand (19 $\mu\text{m}$ )	2.645	19 <sup>b</sup>	22			2
Silica sand (73 $\mu\text{m}$ )	2.645	73 <sup>b</sup>	2.0			2
Serpentinite (10 $\mu\text{m}$ )	2.55	10 <sup>b</sup>	23			2
Alumina (0.1 $\mu\text{m}$ )	3.90	<0.1 <sup>a</sup> , 2.6 <sup>b</sup>	2.9	Irregular	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	2
Alumina (1.0 $\mu\text{m}$ )	3.85	1.0 <sup>b</sup>	4.9			2
Alumina (1.7 $\mu\text{m}$ )	3.94	1.7 <sup>b</sup>	14			2
Alumina (1.8 $\mu\text{m}$ )	3.85	1.8 <sup>b</sup>	8.1			2
Alumina (4.5 $\mu\text{m}$ )	4.0	4.5 <sup>b</sup>	11			2
Alumina (6.5 $\mu\text{m}$ )	3.90	6.5 <sup>b</sup>	2.3			1,2
Alumina (15 $\mu\text{m}$ )	3.90	15 <sup>b</sup>	1.7			1,2
Alumina (23 $\mu\text{m}$ )	4.0	23 <sup>b</sup>	1.7			1,2
Alumina (59 $\mu\text{m}$ )	3.90	59 <sup>b</sup>	1.5			2
Alumina (77 $\mu\text{m}$ )	4.0	77 <sup>b</sup>	1.6			2

a メーカー値 b レーザー回折法で測定したメジアン径



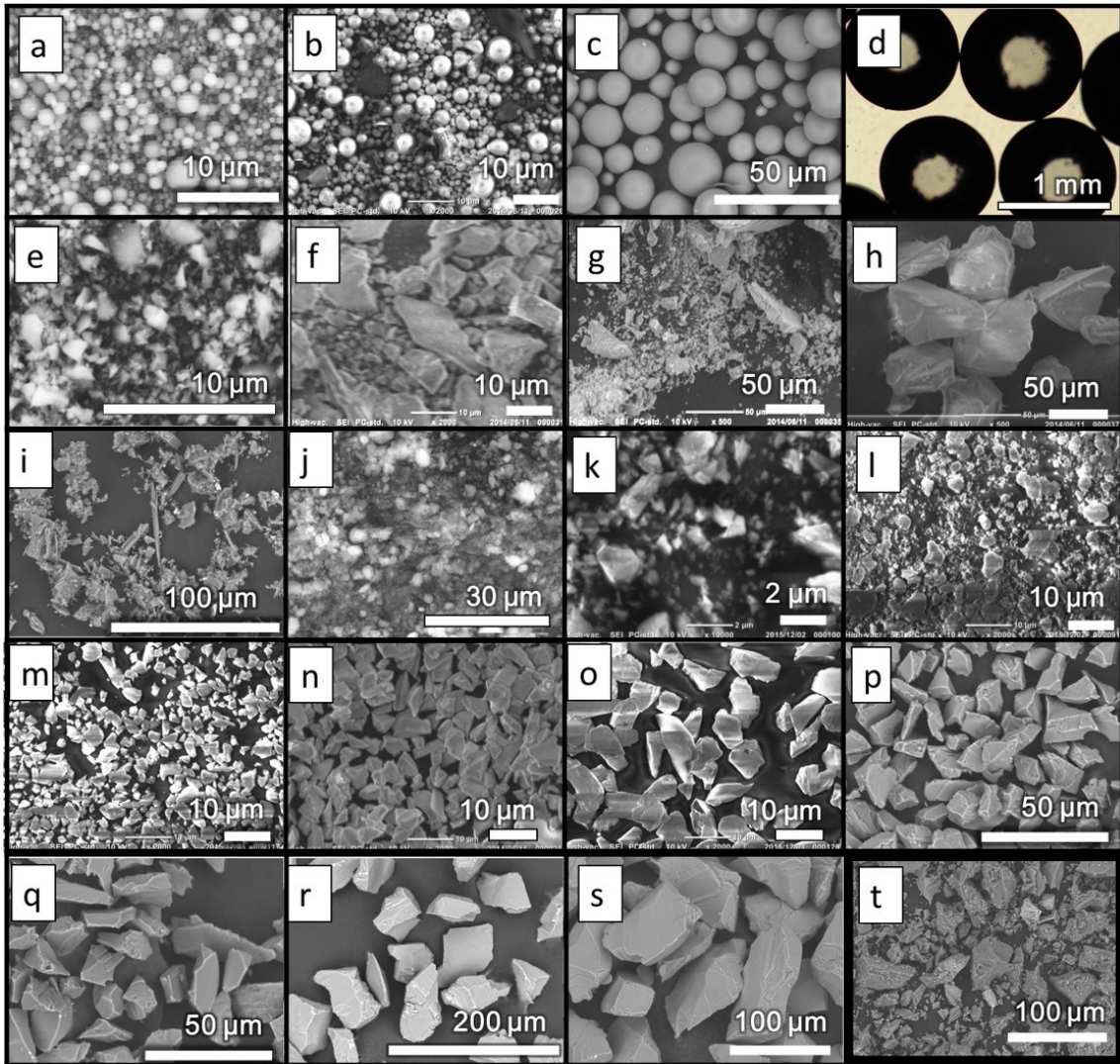


図 2.2 試料に用いた粒子の画像. (a) Silica beads (1.7  $\mu\text{m}$ ), (b) Fly ash (4.8  $\mu\text{m}$ ), (c) Glass beads (18  $\mu\text{m}$ ), (d) Glass beads (1 mm), (e) Silica powder (1.5  $\mu\text{m}$ ), (f) Silica sand (13  $\mu\text{m}$ ), (g) Silica sand (19  $\mu\text{m}$ ), (h) Silica sand (73  $\mu\text{m}$ ), (i) Serpentinite (10  $\mu\text{m}$ ), (j) Alumina (0.1  $\mu\text{m}$ ), (k) Alumina (1.0  $\mu\text{m}$ ), (l) Alumina (1.7  $\mu\text{m}$ ), (m) Alumina (1.8  $\mu\text{m}$ ), (n) Alumina (4.5  $\mu\text{m}$ ), (o) Alumina (6.5  $\mu\text{m}$ ), (p) Alumina (15  $\mu\text{m}$ ), (q) Alumina (23  $\mu\text{m}$ ), (r) Alumina (59  $\mu\text{m}$ ), (s) Alumina (77  $\mu\text{m}$ ), (t) 衝突破片. a, c, e, i, p, q, r, s, t は神戸大学の日立製卓上顕微鏡 Miniscope® TM3000 で, d は神戸大学の光学顕微鏡で, b, f, g, h, j, k, l, m, n, o は宇宙科学研究所の日本電子製 JCM-6000 Plus で撮影.

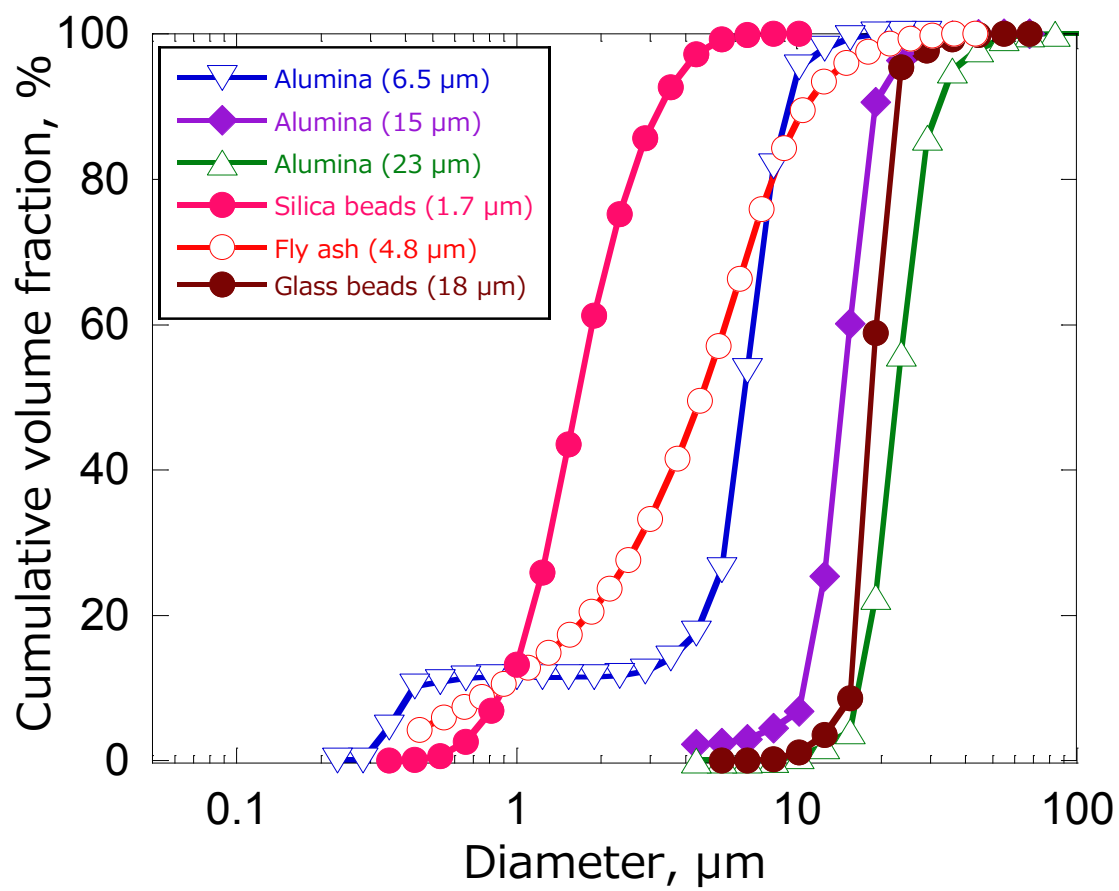


図 2.3 実験 1 に用いた試料の粒子径分布.

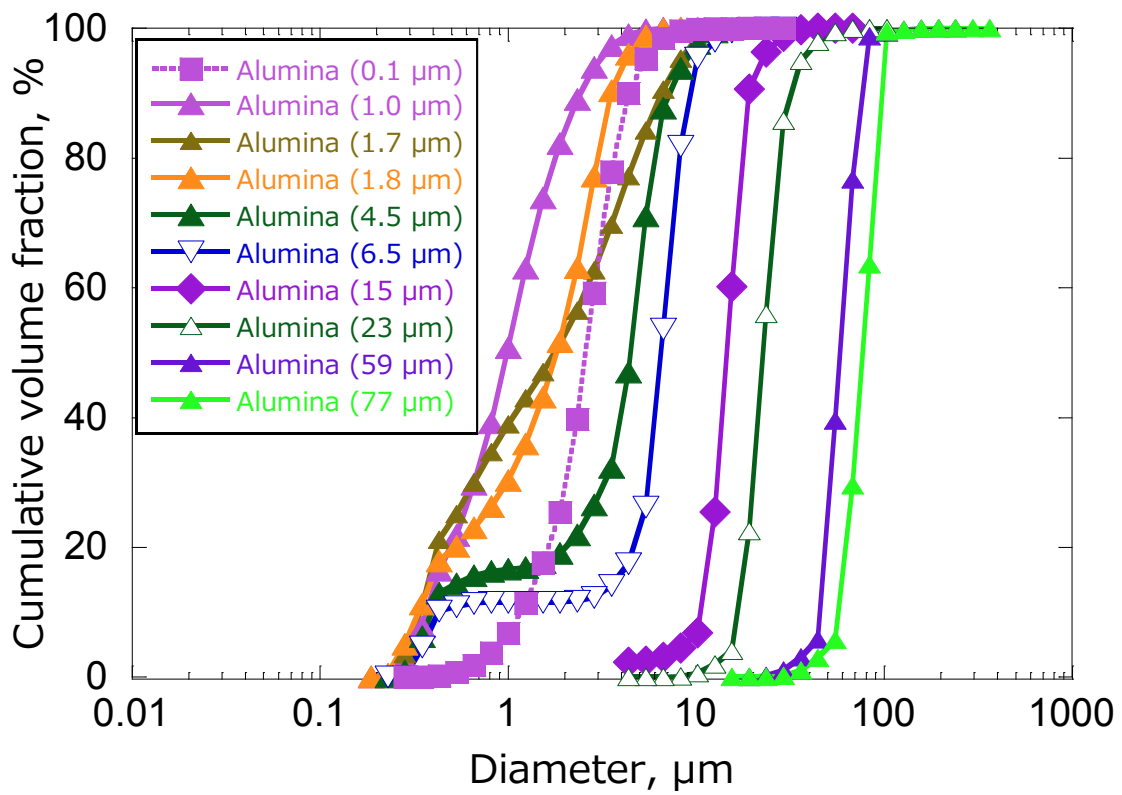
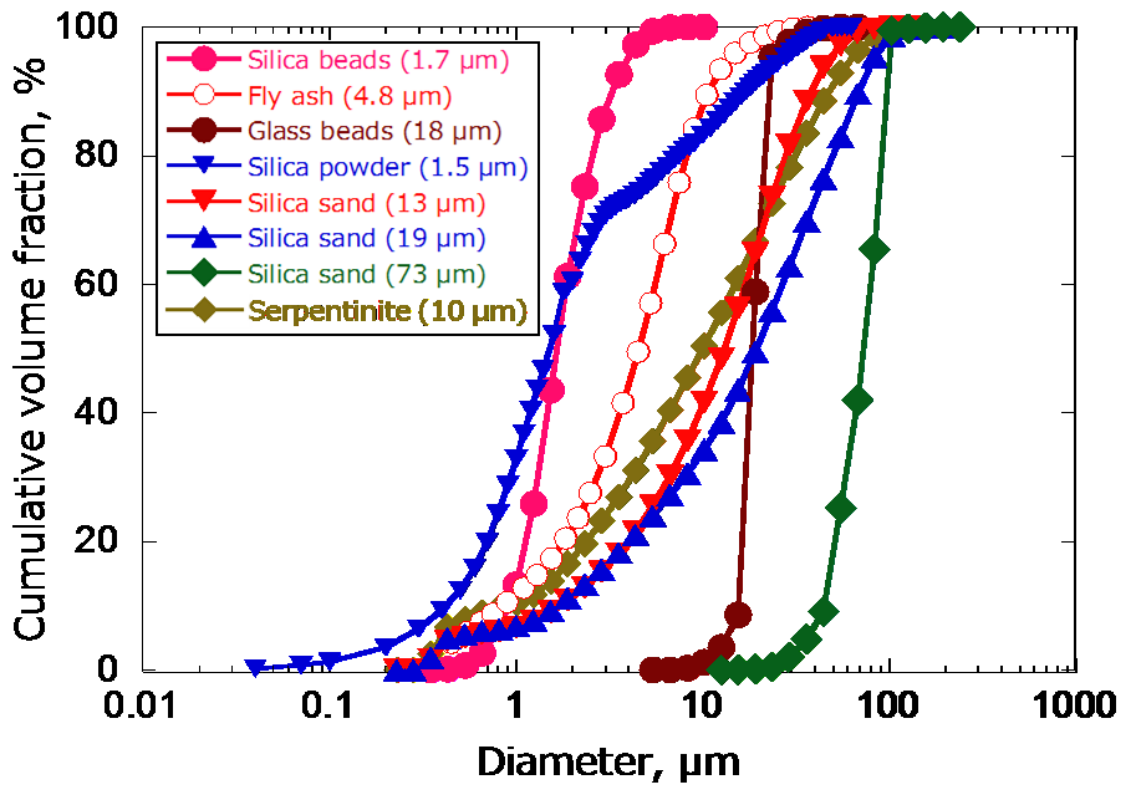


図 2.4 実験 2 に用いた試料の粒子径分布。(上)SiO<sub>2</sub>粒子と Serpentinite, (下)Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>粒子.

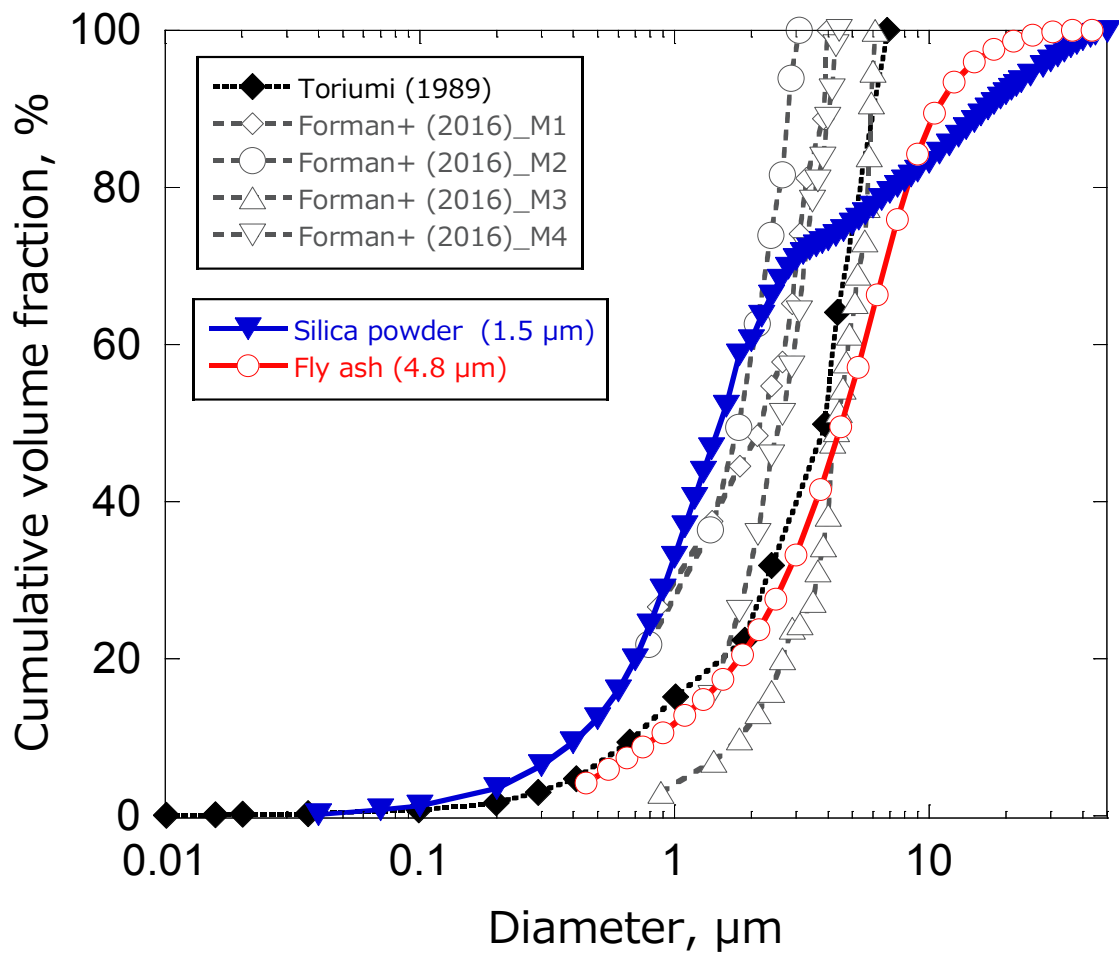


図 2.5 実験 3 に用いたマトリックス模擬物の粒子径分布と Allende のマトリックス粒子径分布. マトリックス粒子径分布は Toriumi (1989) と Forman et al. (2016) に示された 2 次元画像より測定されたサイズ個数頻度分布から体積基準累積分布を計算したものである. Toriumi (1989) では試料内の 1 箇所, Forman et al. (2016) では 4 箇所にて粒子径の測定が行われている.

## 2.3. 実験手法

各実験の実験手法について詳しく述べる。

### 2.3.1. 圧縮試験機でのピストン圧密実験

全ての実験において圧縮試験機を用いたピストン圧密実験を行い、試料にかかった圧力と、その圧力下での試料の空隙率(充填率)の関係を調べている。

SUS 製あるいはナイロン製の円筒型試料容器を用いて、圧密のためのピストン直径はサンプル容器の内径より少し小さくしてある(各項目で詳しく述べる)。

圧縮試験機の圧盤に取り付けたステンレス製のピストンでサンプルを圧密した。圧縮試験機には、基本的には神戸大学の EZ-Graph を用いたが、実験 3 では宇宙科学研究所の TENSIRON-2.5T も用いた。圧密速度は準静的圧密といえる 10  $\mu\text{m/s}$  で実験を行った。圧縮試験機ではサンプルにかかる荷重とピストン変位が記録される。

試料にかかった圧力範囲は $\sim 5 \times 10^6$  Pa を超えるものはない。粒子層中の粒子の破壊は $\sim 10^0 - 10^2$  MPa より始まるのが Hagerty et al. (1993)で示されており、粒子の破壊が起こるのは実験の行われた圧力範囲のうち一部の高压領域のみであると考えられる。いくつかの試料で圧密試料の粒子径分布を測定したが、もとの試料の粒子径分布からの変化は認められなかった。よって本研究では粒子の破壊はほぼ起こらないとして考えている。圧力範囲についても各項目で詳しく述べる。

### 圧力・充填率(空隙率)の計算方法

サンプル表面にかかる軸方向圧力はピストンにかかる力をピストン断面積で除して算出した。サンプルにかかる圧力というのは、2.2.2 章で述べる錘を使った実験以外ではこのサンプル表面にかかる圧力のことを指す。

ある圧力下における充填率および空隙率はサンプルの体積、質量、試料粉体の粒子密度から計算した。つまり 1 種類の粉体で構成されたサンプルであれば以下のように表される。

$$f = \frac{\rho_{bulk}}{\delta} = \frac{M/V}{\delta} \quad (2.1)$$

$f$ は充填率、 $\rho_{bulk}$ はサンプルのバルク密度、 $\delta$ は試料粉体の粒子密度、 $M$ はサンプル質量、 $V$ はサンプル体積である。空隙率は $(1 - f)$ で定義される。

サンプルが 2 種類以上の粉体で構成されているサンプルの場合は、充填率は試料粒子が占める体積から求められる、試料の見かけの粒子密度から計算した。試料粒子の占める体積( $V_p$ )は以下のように計算される。

$$V_p = \frac{\alpha M}{\rho_D} + \frac{(D-1)M}{\rho_B} \quad (2.2)$$

$D$ はダスト質量含有率、 $M$ はサンプルの質量、 $\rho_D$ 、 $\rho_B$ はダスト及びビーズの粒子密度である。試料の見かけの粒子密度( $\rho_s$ )は $V_p$ を用いて以下のように計算される。

$$\rho_s = \frac{M}{V_p} \quad (2.3)$$

よって試料の充填率は以下のように計算される。

$$f = \frac{\rho_{bulk}}{\rho_s} = \frac{M/V}{\rho_s} \quad (2.4)$$

サンプルの体積はサンプルの高さと断面積から計算した。サンプル高さは圧縮試験機のロードセルの変位から計算した。

## データの補正

ピストン圧密実験では、容器とピストンの大きさ及び素材に応じて、結果を解釈する際に補正を行う必要があると考えられる。

## 試料粒子体積の補正

容器内壁とピストンの間にはサンプル粒子の層が残ることがある。例を図 2.6 に示した。試料やピストン径によってはピストンが触れていない試料表面もピストンに圧密されている領域と共に沈んでいくが、ここでは全ての場合で容器内壁とピストンの間には粉の層が残ると仮定する。この場合、補正後の試料粒子体積は少なく見積もられる(充填率は小さく見積もられる)可能性はある。特に容器内径に対してピストンが細い場合に容器内壁に残る粉の量は充填率の見積もりに影響する。この領域の試料は圧密されていないと考えて、充填率を計算する際の試料粒子体積を以下のように考える。

$$V'_p = V_p - f_0(S_c - S_p)(h_0 - h) \quad (2.5)$$

$S_c$ 、 $S_p$ はそれぞれ容器とピストンの断面積、 $f_0$ は試料の初期充填率、 $h_0$ は容器高さ、 $h$ は試料高さである。



図 2.6 容器内壁に残ったサンプル. 実験 3 で用いた試料. 写真は明るさ・コントラストを調整してある. (左)容器内径  $\phi 60$  mm に対し  $\phi 55.4$  mm のピストンを用いた場合. 容器内壁にサンプル粒子が残る. 試料はダスト粒子が Silica powder ( $1.5 \mu\text{m}$ ) で, ダスト体積含有率が 0.38 のもの. (右)容器内径  $\phi 58.8$  mm に対し  $\phi 58$  mm のピストンを用いた場合. 容器内壁にサンプル粒子はほぼ残らない. 試料はダスト粒子が Silica powder ( $1.5 \mu\text{m}$ ) で, ダスト体積含有率が 0.22 のもの.

### 容器体積の補正

容器が圧力によって変形することも考慮に入れる. 内圧  $P$  がかかっているときの円筒の内径の増加分  $\Delta r$  は以下の式で表される (e.g. 森下, 2018).

$$\Delta r = \frac{r_i}{E} \left( \frac{r_o^2 + r_i^2}{r_o^2 - r_i^2} + \nu \right) P \quad (2.6)$$

$r_i$  は容器の内径,  $r_o$  は外径,  $E$ ,  $\nu$  は容器素材のヤング率とポアソン比である. SUS 容器については  $E=215$  GPa,  $\nu=0.293$  (Kaye and Laby, 2005) の値を用いて, ナイロン容器については  $E=800$  MPa (Kaye and Laby, 2005; ナイロン 6 の低い値),  $\nu=0.293$  (クオドラントポリペンコジャパン株式会社技術資料) の値を用いて, 軸方向圧力  $P$  と同じ内圧が容器にかかる場合の容器内径の変化を計算した. 圧力による容器断面積の変化率は内径 58.8 mm, 外径 75 mm の SUS 容器の場合は 1 MPa において 0.004 % 程度であり, とても小さいが, 内径 60.8 mm, 外径 92 mm のナイロン容器の場合は 0.7 % 程度である. これらの効果を補正すると以下の, 補正後の充填率が得られる.

$$f' = \frac{V'_p}{\pi(r_i + \Delta r)^2 h} \quad (2.7)$$

図 2.7 に補正後のデータの一例を示す. もとのデータは図中に細かい線で示した. この 2 つはどちらも用いた試料はダストに Fly ash ( $4.8 \mu\text{m}$ ) を用いた, ダス

ト含有率 0.74 のダスト・ビーズ混合試料である。内径 60.8 mm のナイロン容器に太さ 58 mm のピストンを用いた場合のデータを青で、内径 58.8 mm のステンレス容器に太さ 58 mm のピストンを用いた場合のデータを赤で示してある。容器内径に対して用いたピストンが細く、かつ容器がナイロン製であるときのデータは補正前後で充填率が最大で 0.05 ほど変化することがわかる。容器内径に対し用いたピストンが比較的太く、容器がステンレス製である場合は補正前後での充填率変化は 0.01 程度である。補正後のデータ同士は圧力が $\sim 10^5$  Pa よりも小さな範囲では調和的だが、それよりも高圧の範囲ではナイロン容器の結果の充填率が大きくなる。これは特に高圧範囲でナイロン容器の圧力による変形を過小評価しているためかもしれない。

実験 1 と 2 では SUS 製の容器を用いており、かつ容器内径とピストン径の差もここで示した例より小さいので充填率の補正を行っていない。実験 3 では先に述べた補正を行い、かつ議論には SUS 容器を用いたデータのみを用いている。

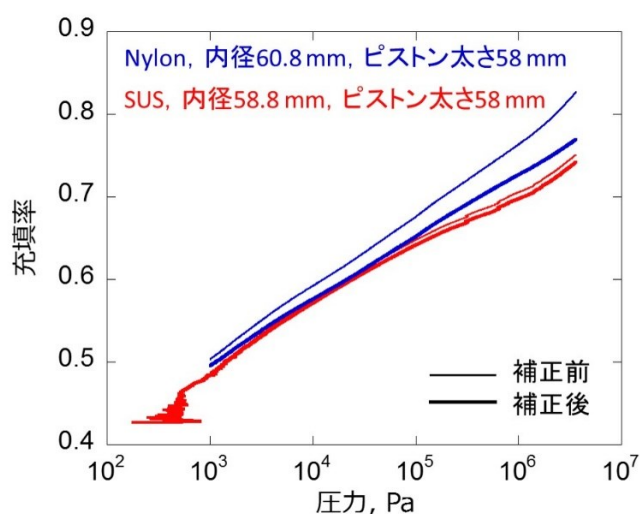


図 2.7 補正前後のデータ。

### 2.3.2. 実験 1：低圧下での粉体層圧密実験 サンプル

試料粉体には実験 1 には図 2.2 および表 2.2 に示した 6 種類を用いた。実験には内径 19.9 mm、外径 30.0 mm、深さ 17.3 mm の円筒容器(小容器)と、内径 58 mm、外径 75 mm、深さ 33 mm の円筒容器(大容器)を用いた。この 2 つの容器は縦横比が異なるため、圧密特性に容器の壁が及ぼす影響を調べることが



できる。それぞれの試料に使った容器の一覧は表 2.2 に示してある。なお式(2.6)より計算される、内圧による容器内径変化から計算された容器断面積の変化率は、実験でかかる最大圧力( $4 \times 10^5$  Pa)下で  $10^{-5}$  のオーダーであった。実験には、購入して開封後 1 週間以内か、もしくは  $200^\circ\text{C}$  で 8 時間以上加熱した粉体を用いた。試料粉体を  $\sim 5$  cm の高さから目開き  $500 \mu\text{m}$  の篩を通して容器に充填した。粉体は一度試料容器の上に山になるように降り積もらせ、容器ふちよりはみ出た部分をへらですり切った。充填時のサンプル空隙率は微妙にばらつくので、圧密前空隙率をそろえるため、大まかな調整をタッピングで行い、残りの微調整をピストン圧密で行った。圧密前サンプルの空隙率は表 2.2 に示してある。

ピストン圧密を行うと、サンプルの強度は空隙の減少だけでなく、粒子間力が増加することによっても増加することが知られている(Tsubaki and Jimbo, 1984)。Silica beads ( $1.7 \mu\text{m}$ )で作製したサンプルの場合、空隙率 0.7 をタッピングのみで達成することが困難であったため圧密の多くをピストン圧密で行っている。そのためこの試料の場合はピストン圧密の影響が多く出ているかもしれない。詳しくは 3.1.1 章に述べる。

表 2.2 実験の条件.

試料粉体	サンプル容器	サンプル初期空隙率
Alumina ( $6.5 \mu\text{m}$ )	小容器	0.70
		0.60
	大容器	0.70
		0.60
Alumina ( $15 \mu\text{m}$ )	小容器	0.65
		0.60
	大容器	0.65
		0.60
Alumina ( $23 \mu\text{m}$ )	大容器	0.65
		0.60
Silica beads ( $1.7 \mu\text{m}$ )	小容器	0.80
		0.70
Fly ash ( $4.8 \mu\text{m}$ )	大容器	0.68
Glass beads ( $18 \mu\text{m}$ )	大容器	0.53

## 実験手順

実験は室温下、大気中で行った。部屋の湿度はエアコンで調整されており～50 %以下だった。サンプル表面にかかる軸方向圧力が  $30-4 \times 10^5$  Pa の範囲で実験を行った。実験は 2.2.1 に述べた方法と、低圧範囲については別の装置で行った(次の段落で述べる)。加圧中にサンプル粉体が容器より溢れることはなかったため、ピストンの細さはサンプル体積の正確さには影響しない。

この実験では低圧範囲と高圧範囲で異なる圧密装置を用いた。それぞれの装置の概略図を図 2.8 に示す。低圧範囲では軽いアクリル製のピストンと錘を使った。この装置による実験では、サンプル表面にかかる圧力は小容器の場合 30—3250 Pa, 大容器の場合 30-840 Pa である。ピストン直径は小容器の場合は～0.3 mm, 大容器の場合は～1 mm 容器内径よりも細いものを用いた。サンプルはピストンと錘によって圧密される。サンプルにかかる圧力は錘を増やしていくことで変化させた。ピストンの高さをレーザー変位計で測定し、サンプル体積を決定した。高圧範囲では 2.2.1 に述べたのと同じ方法で試料を圧密した。サンプル表面にかかる圧力が 200 もしくは 1000 Pa から  $4 \times 10^5$  Pa の範囲で実験を行った。実験に用いたピストンは、容器の内径よりも小容器の場合は～0.1 mm, 大容器の場合は～1 mm 細い。

大容器で、圧縮試験機を用いた実験を除いては 3 回ずつ、毎回新しい粉体を用いて実験を行った。圧縮試験機を用いた大容器での実験は各サンプル 1 回ずつ行った。

## サンプルにかかる圧力

錘を使った実験(低圧範囲領域)の場合は, Janssen 効果による垂直方向の圧力分布も考慮に入れた. 容器底における圧力を式(1.26) より算出し, サンプル表面に働く圧力との平均を試料にかかる圧力とした. 圧縮試験機を使った実験の場合はサンプル表面にかかる圧力を試料にかかる圧力とした.

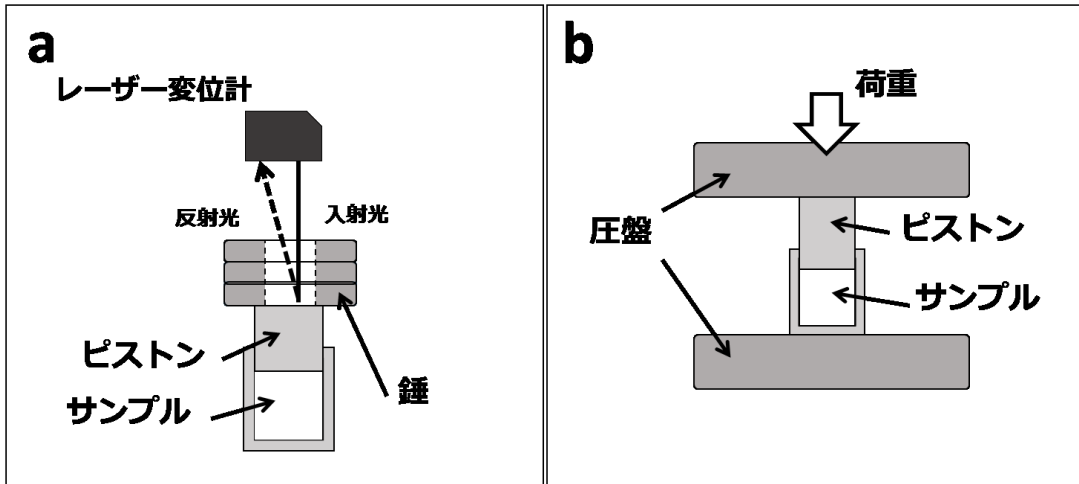


図 2.8 実験 1 で用いた装置. (a)低圧範囲での実験の装置. (b)高圧範囲での実験の装置.

### 2.3.3. 実験 2 : 粉体層圧密実験

#### サンプル

図 2.3 に示された 17 種類の試料粉体を用いた. 試料の作製方法は, 実験 1 に用いたものについては実験 1 と同じである. 他の試料に関しては, 粉体の充填方法は実験 1 と同じであるが, 事前に試料を乾燥さない試料でも実験を行い乾燥の効果を確認した. 用いた容器は①内径 19.9 mm, 外径 30.0 mm, 深さ 17.3 mm, ②内径 58 mm, 外径 75 mm, 深さ 33 mm, ③内径 58.8 mm, 外径 75 mm, 深さ 33 mm, の三種類である. 式(2.6)より計算される, 内圧による容器内径変化から計算された容器断面積の変化率は, ①の容器については実験でかかる最大圧力( $4 \times 10^5$  Pa)下で  $10^{-5}$  のオーダーで, ②, ③の容器については実験でかかる最大圧力( $4 \times 10^6$  Pa)下で  $10^{-4}$  のオーダーであった. 圧密前試料は粒子径が  $0.1-77 \mu\text{m}$  の代表径を持っており, 圧密前充填率は  $0.02-0.46$  で, 典型的には粒子径と共に増加する. 圧密前充填率について詳しくは 3.2.1 章で述べる.

## 実験手順

2.2.1 章に述べた手法で実験を行った。容器サイズとピストンのサイズの組み合わせ、サンプル表面にかけた圧力範囲は実験回により異なるが、列挙すると以下の通りである。

容器・ピストンサイズは、

- ①内径 19.9 mm, 深さ 17.3 mm, ピストン太さ 19.6 mm.
- ②内径 58 mm, 深さ 33 mm, ピストン太さ 57.7 mm もしくは 57 mm.
- ③内径 58.8 mm, 深さ 33 mm, ピストン太さ 58 mm.

サンプル表面にかけた圧力範囲は、

- ① $<4 \times 10^5$  Pa もしくは② $<4 \times 10^6$  Pa.

また、ピストンを 0.5 mm, 1 mm, もしくは 2 mm 潜り込ませたところから実験を開始した試料もある。各回の実験で用いた試料, 容器サイズ, ピストン太さ, かけた圧力範囲, 実験開始時のピストン位置については表 A1 に示してある。

### サンプルにかかる圧力

サンプルにかかる圧力はサンプル表面にかかる圧力であるとした。Janssen 効果(e.g. Duran 2000)による圧力分布を式(1.27) より計算し、容器底で働く圧力は表面にかかる圧力の 0.75 から 0.93 倍であることを確かめた。

## 2.3.4. 実験 3 : ダスト-ビーズ混合物の圧密実験

### サンプル

この実験では試料としてマトリックスを模擬した 2 種類のダストとコンドリュールを模擬した球形ガラスビーズを用いた。ダストのサイズはアエンデ隕石のマトリックスのサイズを参考に選んだ。図 2.4 に Allende のマトリックス粒子径分布と、用いたダスト(Silica powder (1.7  $\mu\text{m}$ ), Fly ash (4.8  $\mu\text{m}$ ))の粒子径分布を共に示した。マトリックスの粒子径分布は測定部位によって異なるが、今回用いたシリカパウダは細かいマトリックスの、フライアッシュは粗いマトリックスの粒子径分布に似ている。球形ガラスビーズの粒子径はコンドリュールサイズに対応していて、今回はアエンデの属する CV コンドライトのコンドリュール径に対応する直径 1 mm のビーズを用いた。試料はダスト試料とビーズ試料を任意の粒子体積比になるよう混合して作製した。混合した試料を試料容器に匙で流し込んで充填し、体積は試料表面をすり切ることで一定にした。作製

した試料の例と，試料ごとのダスト含有比と初期充填率について図 2.6 に示す．初期充填率は 2.2.1 章に示した方法で計算した．

## 実験手法

2.2.1 章に述べた手法で実験を行った．容器にはステンレス製，あるいはナイロン製の内径~60 mm，外径は 75 mm(SUS)あるいは 92 mm(ナイロン)，深さ~30 mm のものを用いた．ナイロン製の容器は圧密後試料内部を X 線画像で観察するため用いた．これらの容器の場合，(2.6)より計算される，内圧による容器内径変化から計算された容器断面積の変化率は，SUS 製の容器については実験でかかる最大圧力( $4 \times 10^6$  Pa)下で  $10^{-4}$  のオーダーであったが，ナイロン製の容器では同じ圧力下で  $10^{-2}$  のオーダーであった．ピストン径は 2.1.1 章で述べたとおり試料容器より少し小さいものを用いたが，ダストの流動性やビーズ径によって容器内径に対して適したピストン径が異なった．ピストン径が太すぎても壁とピストンの間に入り込んだ試料による摩擦が測定結果に影響してしまうし，ピストンが細すぎると流動性の良い試料の場合は試料が容器外に流れ出てしまう．またこの実験では圧縮試験機に宇宙科学研究所の TENSIRON-2.5T も用いている．各回で用いた試料，用いた容器とピストンの詳細，実験条件の一覧は表 A3 に示してある．

### 3. 実験結果

#### 3.1. 実験 1：低圧下での粉体層圧密実験

##### 3.1.1. サンプルの圧密挙動

実験結果を図 3.1 に示した。印で示してあるのは錘を使った実験で得られた結果で、曲線で示してあるのは圧縮試験機を使った実験で得られた結果である。小容器と大容器を使った実験で得られた結果はそれぞれ黒とオレンジ色で示してある。錘を使った実験の結果は生のデータを示してある。エラーバーはサンプル内部での垂直方向の圧力分布に対応している。圧縮試験機を用いた実験の結果は、小容器の場合は 3 回の平均の値を示してある。平均の値は以下のように計算した。まず、それぞれのデータ点の空隙率の値を小数点 3 位までに丸める。圧力でなく空隙率の値を選んだのは、空隙率は必ず単調減少するからである。圧力の場合は、特に低圧力範囲で単調増加するとは限らない。次に、同じ空隙率の値を持っているデータ点の圧力を平均する。図 3.1 中の縦と横のエラーバーはデータを平均したときの空隙率の不確実性( $\pm 0.0005$ )と平均された圧力の標準偏差に対応する。大容器の場合は 1 度だけ実験を行ったので、図中には生のデータを示してある。小容器の場合は 1000 Pa から~3000 Pa, 大容器の場合は 200 Pa から~ $10^3$  Pa の範囲は錘を使って得たデータと圧縮試験機を使って得たデータの両方が得られる。2 つの測定方法における空隙率はほぼ等しいが、小容器の、圧縮試験機を用いた実験の場合にピストンとサンプル容器の内壁の摩擦の影響が見られる場合もあった。この場合、試験機で得られたデータでは空隙率が最大で~3%錘を使って得られたデータよりも大きい。この圧力範囲については、どちらの試料容器を用いた結果についても、図中には錘を使って得られたデータのみをプロットした。小容器を用いた実験の場合には、錘を使った実験のときのほうが圧縮試験機の実験のときよりもピストン径が小さく摩擦の影響が少ないと推測されるためである。

すべてのサンプルの場合で、空隙率は、圧力がある閾値を越えるまでは初期空隙率のままほぼ一様で、その圧密が始まる閾値となる圧力を超えたあとは圧力の増加と共に減少した。同じ試料粉体で作製された、初期空隙率の異なるサンプルの圧密曲線は、~ $10^5$  Pa 程度の高圧領域になるまでは重なり合わない。つまり、圧密曲線は構成粒子の特性のみによってではなく、サンプルの初期空隙率(粒子の初期配置)によってもコントロールされる。ただし Silica beads (1.7  $\mu\text{m}$ )の、初期空隙率が 0.7 の試料は空隙率がほぼ 0.7 の状態から圧密曲線が初期充填率

0.8 のものと重なり始める．これはこの試料の初期充填率を調整する際に，圧密の多くをピストン圧密で行った影響かもしれない．

最も小さな  $6.5 \mu\text{m}$  のアルミナ粒子と，中くらいのサイズの  $15 \mu\text{m}$  のアルミナ粒子の場合，小容器(図中黒)と大容器(図中オレンジ)で得られた圧密曲線は似ていた．この圧密曲線の類似性は，測定した容器の違いが結果に及ぼす影響は，式(1.27) を用いて容器壁の摩擦の影響を考慮に入れたあとは無視できることを示唆する．

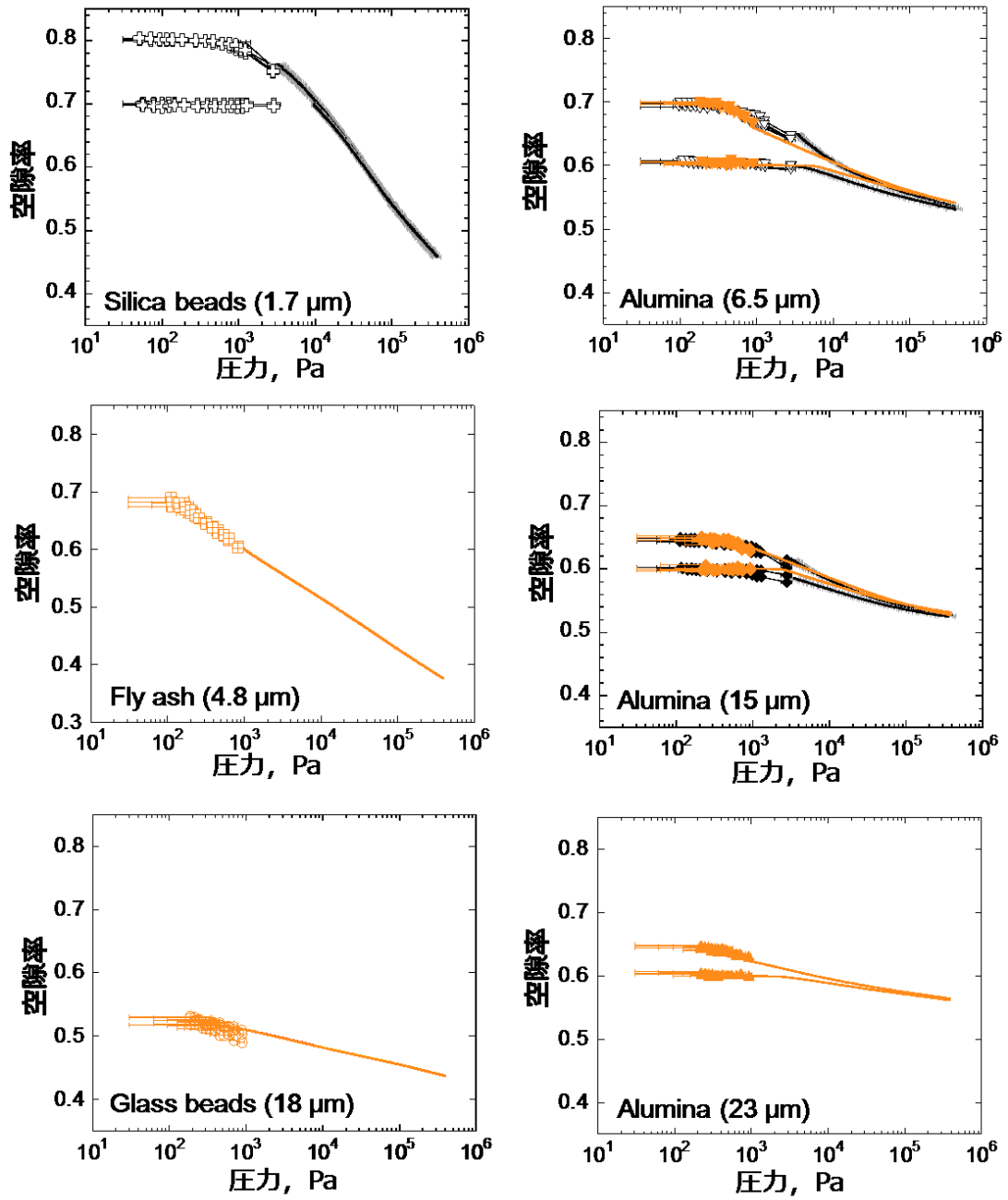


図 3.1 低圧圧密実験の結果.



### 3.1.2. 各サンプルの降伏強度

本研究では、サンプルの空隙率が初期空隙率の 98%になるときにサンプルにかかっている軸方向圧力を「降伏強度」と定義し、この圧力を境界に空隙率がほぼ変化しない領域と圧力の増加と共に減少する領域を考える。降伏強度が圧縮試験機の圧力範囲に入っているような場合(データが 1 つしかない)には、降伏強度は錘を使った実験における圧力と同様に、サンプル表面と容器底で働く圧力の平均として計算した。各サンプルで得られた降伏強度を表 3.1 に示す。試験機と錘の両方でデータが得られている場合は錘の実験で得られた降伏強度を示してある。6.5  $\mu\text{m}$  と 15  $\mu\text{m}$  のアルミナ粒子の場合は大容器の実験で得られた値のみを示してある。アルミナ粒子の、初期充填率 0.6 の試料の場合については、降伏強度は圧縮試験機を使った 1 回の実験結果からのみ得られたので、これらの不確かさとしてはサンプル内部での圧力分布の幅を表 3.1 では示している。他の場合については、繰り返しの実験で得られた降伏強度のばらつきと、サンプル内部での圧力分布の幅を比較して大きいほうを表中に示している。

構成粒子が同じであれば、降伏強度は初期空隙率の減少(初期充填率の増加)と共に増加する。より密なサンプルが高い強度を持つことは、1.8.2.1 節で述べた

表 3.1 各サンプルの降伏強度.

試料粉体	初期充填率	降伏強度 (Pa)
Alumina (6.5 $\mu\text{m}$ )	0.70	$(47.0 \pm 6.4) \times 10^1$ a
	0.60	$(11.4 \pm 1.2) \times 10^3$ b
Alumina (15 $\mu\text{m}$ )	0.65	$(66.9 \pm 7.2) \times 10^1$ c
	0.60	$(46.0 \pm 4.3) \times 10^2$ b
Alumina (23 $\mu\text{m}$ )	0.65	$(70.2 \pm 7.4) \times 10^1$ c
	0.60	$(9.4 \pm 1.1) \times 10^3$ b
Silica beads (1.7 $\mu\text{m}$ )	0.80	$(13.2 \pm 2.6) \times 10^2$ c
	0.70	$(103.0 \pm 8.8) \times 10^2$ a
Fly ash (4.8 $\mu\text{m}$ )	0.68	$(42.5 \pm 7.0) \times 10^1$ a
Glass beads (18 $\mu\text{m}$ )	0.53	$(18.3 \pm 4.2) \times 10^1$ a

a 加重平均とその不確か性の値.

b サンプル内での圧力分布の幅のほうが大きいののでその値を示してある.

c 3 回の測定結果のばらつきが、各測定回におけるサンプル内圧力分布の幅よりも大きかったため、測定で得られた降伏強度の平均値と標準偏差を示してある.

ように空隙率が減少する(充填率が増加する)と配位数が増加することと調和的である。3つのサイズのアルミナ粒子は、初期充填率が同じ場合は降伏強度にあまり差がなかった。

### 3.2. 実験2：粉体層圧密実験

#### 3.2.1. 試料の初期充填率

試料の代表粒子径と初期充填率の関係を図 3.2 に示した。縦軸が試料の初期充填率で、横軸は構成粒子の代表径である。印は色が組成に、記号の違いがサンプルの構成粉体の形状、作製方法に対応する。流しこみというのは実験 3 に用いた匙で流し込んで充填した試料である。典型的には、同じ重力下で堆積させた粒子層は構成粒子が細かいほど低い充填率を持つ。これは堆積時の粒子層の充填率は粒子に働く重力と粒子間力の比によって決まるためである(e.g. Yu et al. 2003)。また球形粒子のほうが充填率は高い傾向がみられた。これは粒子の凸部分が引っかかり合う不規則形状粒子に対し、そのようなことのない球形粒子のほうが流動性がよく、粒子が効率的に充填されやすいためだと考えられる。作製方法の異なるサンプル間の違いは、粒子の乾燥が行われているか否かと、充填が

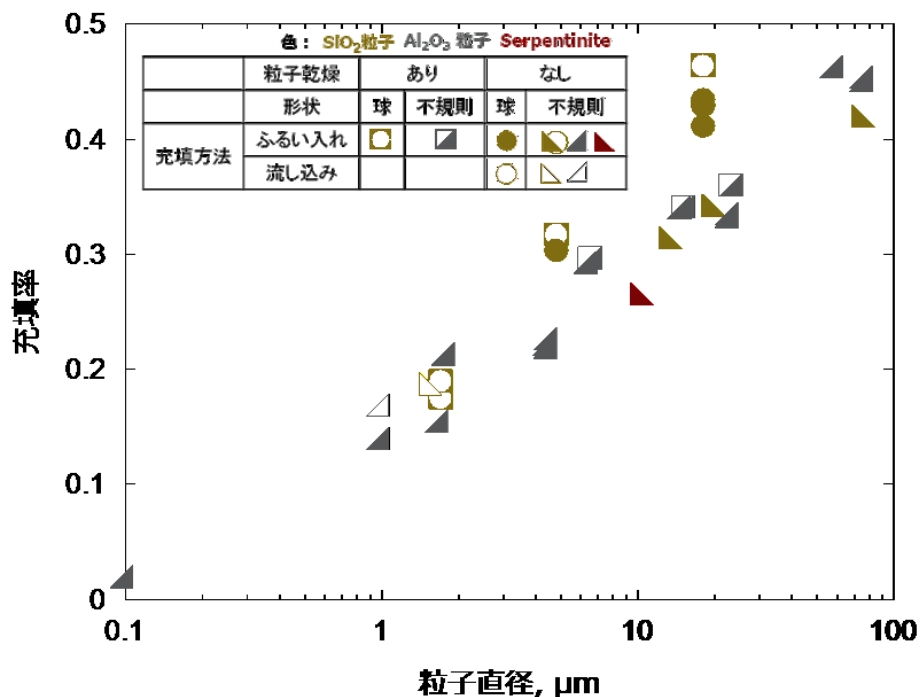


図 3.2 圧密前試料の充填率。粒子の組成、形状、乾燥の有無、充填方法ごとにプロットしてある。

ふるい入れによるか匙によるか(流し込み)である。前者については、粒子をあらかじめ乾燥させていない場合のほうが充填率は小さくなった。これは粒子間の水分による液化橋力が増加したことによると考えられる(Cleaver and Tyrrell 2004)。後者については、流し込みによる充填のほうが充填率は大きくなった。これは匙で粒子を充填すると実験操作の中で圧密された部分はそのまま充填されるため、粒子層をふるいいれたときよりも充填率の高い領域があったためだと考えられる。サンプル作成方法による充填率の違いが最大となったのは Fly ash (4.8  $\mu\text{m}$ )で作成したサンプルの場合で、試料の乾燥を行わず匙で流し込んだ場合の充填率は、試料をあらかじめ乾燥させず、ふるい入れた場合よりも $\sim 0.1$ ほど大きかった。

### 3.2.2. 実験結果

図 3.3 に実験結果の一例を示す。縦軸はサンプルにかけた圧力、横軸は式(2.1)より計算したサンプルの充填率である。Alumina (0.1  $\mu\text{m}$ )と Silica beads (1.7  $\mu\text{m}$ )については 3.1.1 章に述べたのと同じ方法で 3 回の実験結果を平均した圧密曲線が示してあり、図中の縦と横のエラーバーは平均された圧力の標準偏差と空隙率の不確か性( $\pm 0.0005$ )に対応する。シリカサンドについては 1 回の実験の結果が示してある。エラーバーの幅はサンプル体積の不確かさによる。ここでは各サンプルの降伏強度(3.1 章参照)よりも大きな圧力範囲における圧密曲線を示

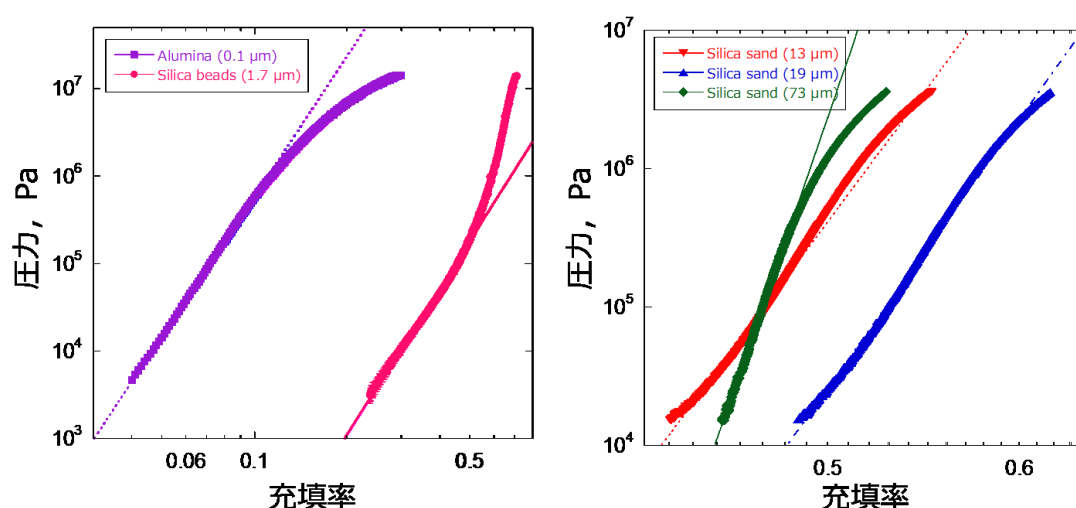


図 3.3 試料にかけた圧力と充填率の関係。直線は式(3.1) で実験結果を fitting した結果。

した。Silica sand については、データを得た圧力範囲では降伏強度以下の領域が見られなかったため全てのデータを図中に示してある。一番粒子径が大きな Silica sand 粒子(73  $\mu\text{m}$ )の圧力による密度変化は 13  $\mu\text{m}$  や 19  $\mu\text{m}$  のものよりも小さかった。別の言い方をすれば、このサンプルは最も圧密されにくかった。これは、このサンプル粉体が最も狭いサイズ分布を持っていたためだと考えられる。最も広いサイズ分布を持つ Silica sand (19  $\mu\text{m}$ )は最も高い密度を持っていたが、これは大きな粒子の隙間が小さな粒子で効率的に埋められていたためだと考えられる。

図 3.3 に示していない試料の実験結果は図 3.4 に示した。曲線の色は試料粉体に対応している。線の種類はサンプルの作製方法に対応していて、細い点線、細い実線、太い実線で示してあるのがそれぞれ予め乾燥させず容器に匙で流し込んで充填したもの、予め乾燥させず容器にふるい入れて充填したもの、予め乾燥させて容器にふるい入れ、さらに充填率を調整したものである。同じ方法で作製された試料の結果は充填率 0.02 以内で一致した。作製方法の異なる試料の結果を比較すると、3.2.1 章で初期充填率について述べたのと同様に、粒子間力と充填構造によると思われる傾向がみられた：(i)試料の乾燥を行っていない場合のほうが同じ圧力下での充填率は小さくなる。これは粒子間力が増加したことによると考えられる。また(ii)流し込みで作製した試料の方がふるい入れの試料よりも充填率が大きく、充填率の差は圧力の増加と共に小さくなった。これは 3.2.1 章で述べたような、充填時の粒子構造が影響していると解釈できる。圧力の増加と共に粒子の充填構造が変化していくとこの効果は小さくなっていると考えられる。

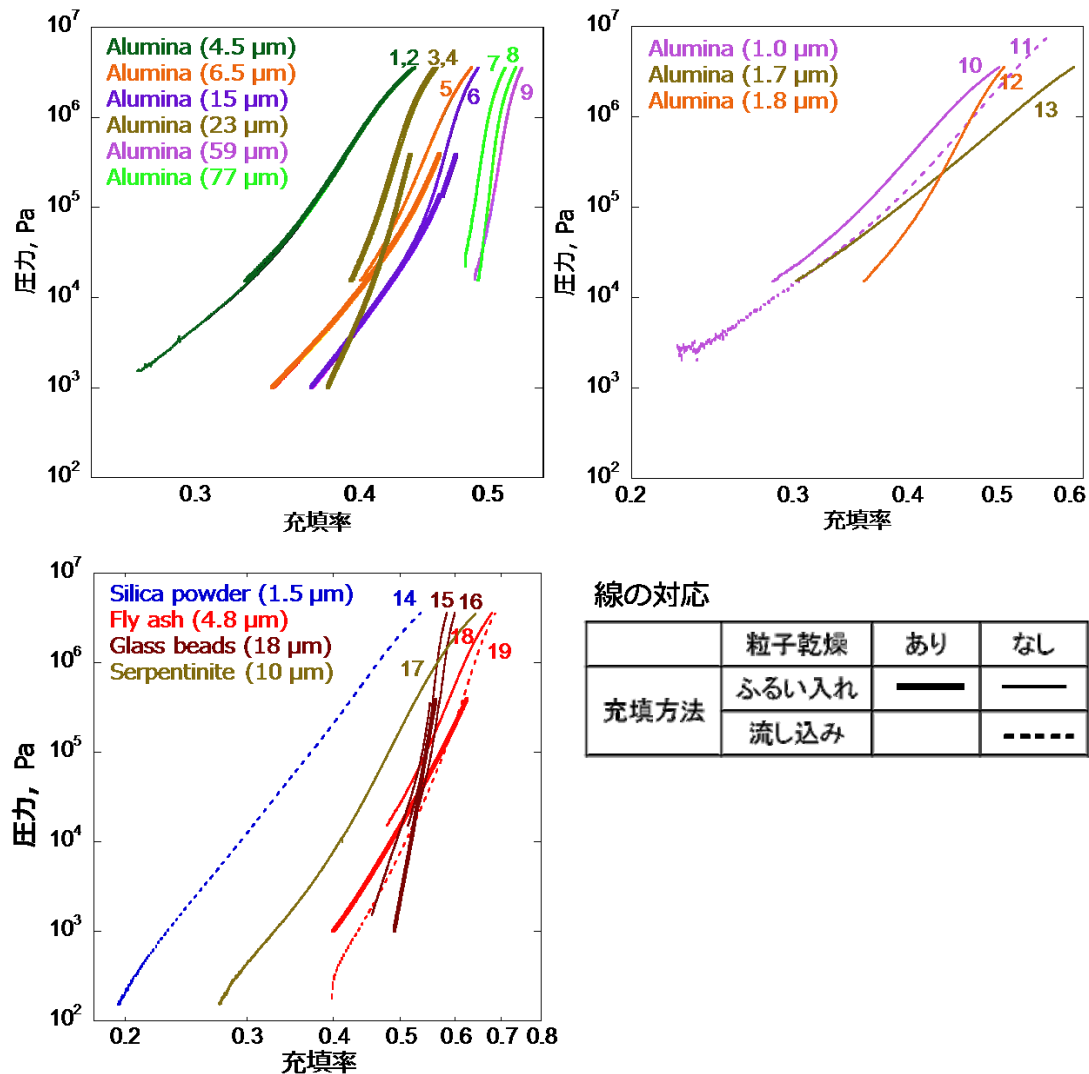


図 3.4 試料にかけた圧力と充填率の関係。図中で番号が振られた圧密曲線はそれぞれ以下の実験 No.の実験結果に対応している：1. Alumina (4.5  $\mu\text{m}$ ) [150310A-3], 2. Alumina (4.5  $\mu\text{m}$ ) [150316A-1], 3. Alumina (23  $\mu\text{m}$ ) [150310A-4], 4. Alumina (23  $\mu\text{m}$ ) [150316A-2], 5. Alumina (6.5  $\mu\text{m}$ ) [151224A-2], 6. Alumina (15  $\mu\text{m}$ ) [151106-8], 7. Alumina (77  $\mu\text{m}$ ) [150316A-3], 8. Alumina (77  $\mu\text{m}$ ) [150310A-5], 9. Alumina (59  $\mu\text{m}$ ) [151109A-1], 10. Alumina (1.0  $\mu\text{m}$ ) [151108-8], 11. Alumina (1.0  $\mu\text{m}$ ) [180705A-7], 12. Alumina (1.8  $\mu\text{m}$ ) [151224A-1], 13. Alumina (1.7  $\mu\text{m}$ ) [150925-8], 14. Silica powder (1.5  $\mu\text{m}$ ) [181119A-1], 15. Glass beads (18  $\mu\text{m}$ ) [150726A-2], 16. Glass beads (18  $\mu\text{m}$ ) [150728-2], 17. Serpentinite (10  $\mu\text{m}$ ) [190225A-1], 18. Fly ash (4.8  $\mu\text{m}$ ) [150310A-2], 19. Fly ash (4.8  $\mu\text{m}$ ) [181113A-1].

### 3.2.3. 結果の近似

実験結果の近似には Lane-Emden 方程式で使われるポリトロープの関係(式 1.22) を適用する. 式(1.22)は次のように変形できる :

$$P = K' \left( \frac{\rho}{\delta} \right)^{\frac{n+1}{n}} = K' f^{\frac{n+1}{n}}, \quad (3.1)$$

ここで  $K'$  は定数である. 実験で得られた圧密曲線を式(3.1)で近似し, それぞれのサンプルについて係数  $K'$  とポリトロープ指数  $n$  を得た. 図 3.3 中の直線は近似して得られた圧力と充填率の関係を示している. 全ての試料について実験結果を fitting して得られた値を表 A1 に示した. また Güttler et al. (2009) で得られたデータからも  $K'$  と  $n$  を計算し表 A2 に示した. 近似を行う範囲は, データが Power law でよく近似できる範囲を選んだ. 1.7 章で述べたとおり, べき乗による圧密曲線の近似は Kataoka et al. (2013a) や Sirono (2004) でも行われている. Kataoka et al. (2013a) における近似で得られた式(1.5)中における  $f$  の指数は式(3.1)中の  $(n+1)/n$  に対応しており, この値から計算した  $n$  の値も表 A2 中に示してある. Sirono (2004) における近似で得られた, 式(1.6)中では  $\beta$  の値も  $(n+1)/n$  に対応するが, この研究において圧密特性が近似された試料は本実験のサンプル粒子とは状態が異なるので圧密特性の比較対象から除いた. Sirono (2004) 内で使われたデータはトナー粒子とフュームドシリカの微粒子を混合試料の圧密特性である. この場合, 粒子の圧密特性はトナー粒子表面に吸着した微粒子の量によって変化する(Valverde et al. 1998).

#### n の値

本研究で得た圧密曲線の近似から得られた  $n$  の値は  $\sim 0.01$  から  $\sim 0.2$  の範囲で変化した.  $1.5 \mu\text{m}$  の球形シリカ粒子の圧密曲線(Güttler et al. 2009)から得られた値は 0.34 で, 我々の値よりも大きかった. Kataoka et al. (2013a) の, 我々が実験に用いたよりも空隙率の高い ( $f \cong 10^{-3}$ ) アグリゲイトを圧密したシミュレーション結果より得られた  $n$  の値は 0.5 で, どの実験で得られた結果よりも大きかった.

図 3.4a と 3.4b は  $n$  と充填率範囲あるいは構成粒子の代表径の関係を示している. Alumina ( $0.1 \mu\text{m}$ ) に関しては, 粒子径として製造元が示す直径と測定によって得られたメジアン径の両方の値を用いてデータをプロットした. 図 3.4b ではこれらは異なる印で示してある. Silica beads ( $1.7 \mu\text{m}$ ) と 3 種の Silica sand

の充填率範囲は似ているが、 $n$ の値はオーダーで異なり、サンプルの粒子径が大きくなると小さくなる。これは、小さな粒子で構成されたサンプルのほうが同じ体積内に多くの接触点、すなわち、すべりか転がりて動かせる点があるためである。これがおそらく小さな粒子で構成されたサンプルのほうが大きな粒子で構成されたサンプルよりも簡単に圧密できる理由である。 $n$ は粒子層の単位体積あたりに存在する再配置可能な接触点数を反映した値であると考えられる。

Alumina (0.1  $\mu\text{m}$ )の場合、 $n$ の値は Silica beads (1.7  $\mu\text{m}$ )のものに似ていて、測定より得られたメジアン径もまた Silica beads (1.7  $\mu\text{m}$ )のものに近い。アルミナ粒子の場合、圧密は個々の粒子同士の再配置よりも先にだまの再配置によって起こっているように思われる。だまのサイズと近い粒子径の他の結果と比べるとこの $n$ の値は大きめであるが、これはだま自体の圧密の効果も入ることで試料全体が圧密されやすい(= $n$ が大きくなる)ことを示しているかもしれない。試料の作製方法や粒子の特徴の効果については、予め試料を乾燥させると $n$ の値は少し大きく(試料は圧密されやすく)なる傾向がみられた。試料の充填方法、粒子径分布幅、組成、形状による傾向はほぼみられなかった。ただし、形状、組成、代表径が同じ Alumina (1.7  $\mu\text{m}$ )と Alumina (1.8  $\mu\text{m}$ )より得られた $n$ の値はそれぞれ 0.14, 0.06 で、この違いは前者の粒子径分布幅が広いことに由来すると考えられる。

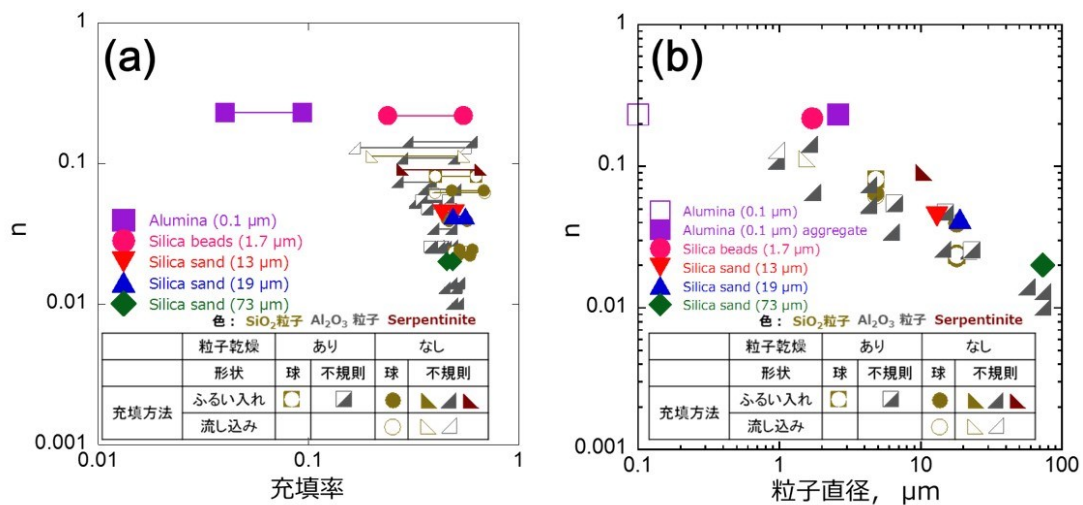


図 3.5 本研究で得られた  $n$  の値と充填率(a)もしくは粒子径(b)の関係。紫の□でプロットしてあるのは Alumina (0.1  $\mu\text{m}$ )の結果で、白抜きは製造元の提供する粒子径、そうでないものは測定で得られた粒子径(表 2.1 参照)でプロットした結果である。SiO<sub>2</sub> 粒子と Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 粒子, Serpentine については試料の組成, 形状, 作製方法ごとにプロットしていて, 乾燥+調整は試料の乾燥を行った後ふるい入れ, 初期充填率の調整を行ったもの, 乾燥なしは乾燥を行わずふるい入れただけの試料, 流し込みは乾燥を行わず流し込みで充填した試料の実験で得られた値である。

### K' の値

$K'$ についても充填率, 粒子直径との関係を調べた。 $K'$ は粒子層を最密充填するのに必要な圧力と, 初期充填率の影響を受けて決まる値である。初期充填率が小さく, 圧密曲線の傾きがゆるやかな(圧密されやすい/ $n$ の値が大きくなる)粒子層ほど $K'$ の値は小さくなる。初期充填率も,  $n$ の値に反映される圧密のされやすさも粒子径に依存して変化することから,  $K'$ も粒子径に依存して変化すると考えられる。図 3.5a と 3.5b は  $\log K'$ と充填率範囲あるいは構成粒子の代表径の関係を示している。こちらでも Alumina (0.1  $\mu\text{m}$ )に関しては, 粒子径として製造元が示す直径と測定によって得られたメジアン径の両方の値を用いてデータをプロットしている。この場合も,  $K'$ は同じ充填率範囲を示す試料でも異なる値を示し, 粒子径とともに増加することがわかる。同じ粒子径で比較すると,  $K'$ の値は不規則形状粒子の方が少し大きい。また Alumina (0.1  $\mu\text{m}$ )の  $\log K'$ の値は, 粒子径を測定より得られたメジアン径ととらえた場合のほうが他の試料の傾向と調和的である。このこともまた, この試料の圧密は個々の粒子同士の再配置よりも先にだまの再配置によって起こっていることを示唆している。Alumina (0.1



$\mu\text{m}$ )の圧密特性が個々の粒子を再配置することで決まっているならば、粒子が小さいことによる圧密がされやすい( $n$ が大きい)効果で $K'$ はもっと小さくなるはずである。しかしこの試料の場合、充填がだまの再配置でなされるがために $n$ の値はだまのサイズの粒子に対応する程度にしか大きくならない。そのためこの試料の $K'$ はだまのサイズに対応した値になる。初期充填率の効果は $n$ の値が同じくらいの Silica beads ( $1.7 \mu\text{m}$ )との $K'$ の値の違いに現れている。これらの試料は初期充填率がオーダーで1程度異なり、 $\log K'$ は4程度異なる。このばらつきは他の試料でみられる、実験回や試料によるばらつきと同程度であり、 $K'$ には初期充填率よりも圧密されやすさのほうが強く影響することがわかる。

また Alumina ( $0.1 \mu\text{m}$ )が他の試料に対しても高空隙率であることは、この試料はある充填率を持っただまが、さらにある充填率で充填されているためだと考えることができる。どのような充填率のだまが、さらにどのような充填率の構造で充填されているかを考えてみると、以下のようなになる。まずはだまの充填率から決めて考える。だまの充填率を Weidling et al. (2012)において調べられた、 $\sim 0.5\text{-}2 \text{ mm}$ の大きさのダストアグリゲイトの充填率のうち小さなものに基づいて仮に $\sim 0.2$ とすると、だまによる構造の充填率は $\sim 0.1$ である(充填率は粒子を回転させて撮影した複数の画像より求めた体積と質量から決定)。この充填率は本実験で用いた、だまに似たサイズ( $\sim 2 \mu\text{m}$ )の粒子径をもつ試料の充填率よりもさらに低い。だまの充填率の見積もりが正しいならば、この場合は粒子の密度が小さいことで粒子間力に対する重力の働きが小さく、密な粒子よりも充填率が低くなったのかもしれない。逆に、構造の充填率から考えてみると以下のようなになる。Silica beads ( $1.7 \mu\text{m}$ )や Alumina ( $1.7; 1.8 \mu\text{m}$ )の初期充填率より、粒子径が $\sim 2 \mu\text{m}$ である、だまによる構造の充填率は $\sim 0.2$ だと仮定すると、だま自体の充填率は $0.1$ と計算される。このだまの充填率は Weidling のものの、最も充填率が低いものの半分である。Weidling らのダストアグリゲイトは80%の粒子が $1\text{-}5 \mu\text{m}$ の粒子で構成されている一方で Alumina ( $0.1 \mu\text{m}$ )のだまは $0.1 \mu\text{m}$ の粒子で構成されていることによって、だま自体の充填率も低くなっているのかもしれない。

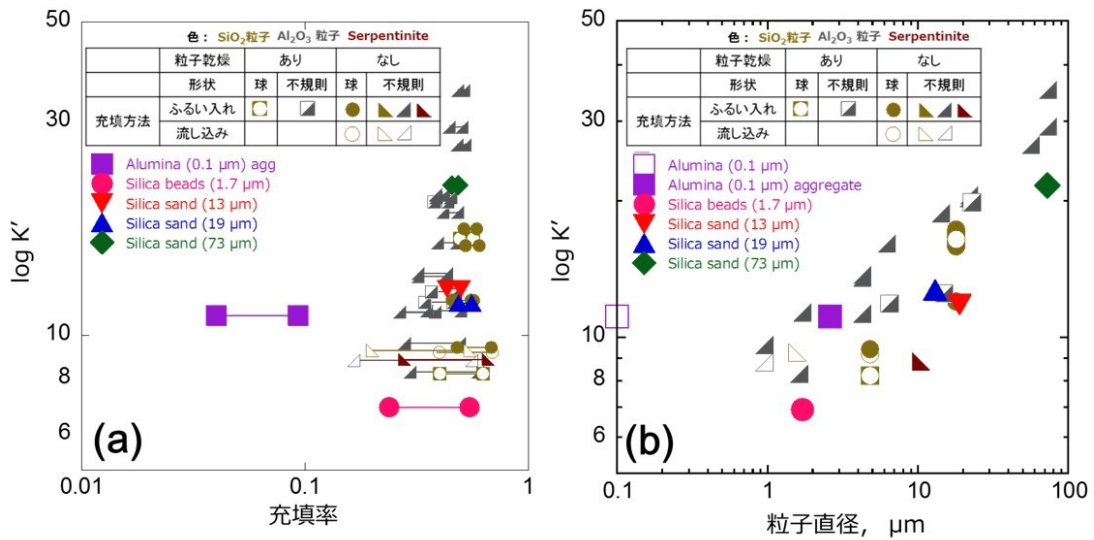


図 3.6 本研究で得られた  $\log K'$  の値と充填率(a)もしくは粒子径(b)の関係. 紫の□でプロットしてあるのは Alumina (0.1  $\mu\text{m}$ ) の結果で, 白抜きは製造元の提供する粒子径, そうでないものは測定で得られた粒子径(表 2.1 参照)でプロットした結果である.  $\text{SiO}_2$  粒子と  $\text{Al}_2\text{O}_3$  粒子, Serpentinite については試料の組成, 形状, 作製方法ごとにプロットしていて, 乾燥+調整は試料の乾燥を行った後ふるい入れ, 初期充填率の調整を行ったもの, 乾燥なしは乾燥を行わずふるい入れただけの試料, 流し込みは乾燥を行わず流し込みで充填した試料の実験で得られた値である.

### 粒子径分布幅の影響

$n$  および  $K'$  の試料代表径(メジアン径)依存性を試料の区別なく fitting すると以下の関係が得られた:

$$n(d_{50}) = (0.161 \pm 0.040)d_{50}^{-0.565 \pm 0.050} \quad (3.2a)$$

$$\log K'(d_{50}) = (7.537 \pm 0.066)d_{50}^{0.267 \pm 0.032}. \quad (3.2b)$$

実験より得られた  $n$  および  $K'$  の値を式(3.2)より計算された値で規格化して,  $d_{85}/d_{15}$  との関係を示したものが図 3.7 である.  $n$  および  $K'$  の大小と, 粒子径分布幅との間にはっきりとした傾向は見られなかった.

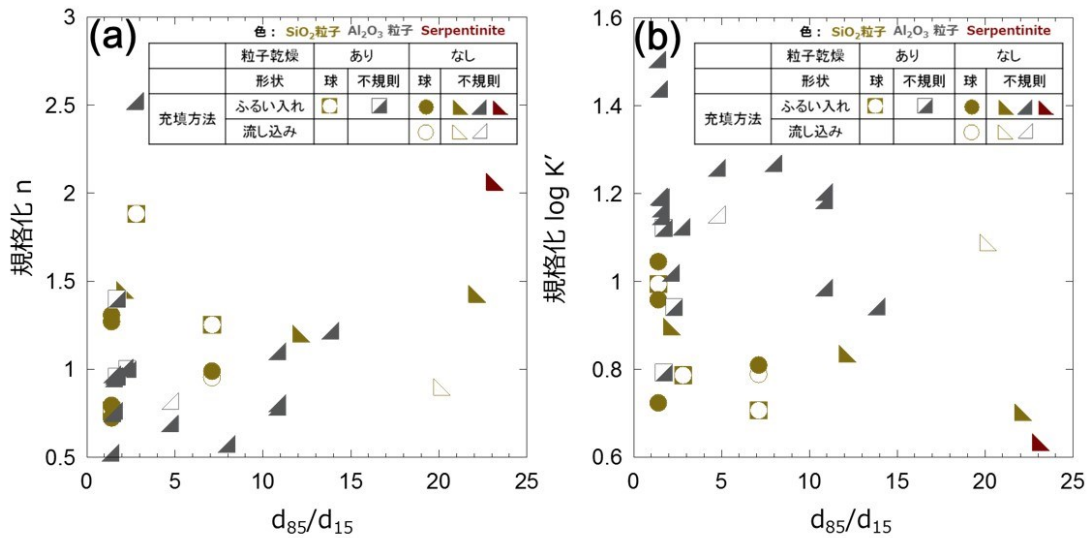


図 3.7 粒子径分布幅と規格化した  $n$ (a)および  $\log K'$ (b)の関係。

### $n$ と $K'$ の関係

それぞれ粒子径に依存して変化する  $n$  と  $K'$  の相関についても調べた。比較すべきパラメータは式(3.1)の変形より得た。式(3.1)を変形すると以下が得られる。

$$\log K' = \log P + \left(-\frac{n+1}{n}\right) \log f \quad (3.3)$$

図 3.8 に実験結果より得られた  $\log K'$  と  $-(n+1)/n$  の関係を示す。式(3.3)より予想される通り  $\log K'$  と  $-(n+1)/n$  の間には線形の関係がみられ、 $\log K'$  は  $-(n+1)/n$  が増加すると ( $n$  が小さくなると) 増加する。球形粒子の場合に  $\log K'$  の値は小さい傾向がみられた。充填率は 1 よりも小さいので  $\log f$  は常に負であるが、充填率が大きいことは  $\log f$  が大きい、すなわち傾きはゆるやかであるということになり、切片の値が同じならこの図の中では下にプロットされることを意味する。よって球形粒子の値が下にプロットされることは、ある圧力下において球形粒子のほうが高い充填率を示すことを意味する。確かに Alumina (23  $\mu\text{m}$ ) と Glass beads (18  $\mu\text{m}$ ) の充填率を比較すると、圧密前から圧力  $\sim 5 \times 10^6$  Pa のすべての範囲において Glass beads (18  $\mu\text{m}$ ) の充填率のほうが高い充填率を示している。

実験結果より得られた関係を fitting すると次の式が得られた。

$$\log K' = (6.48 \pm 0.45) + (-0.283 \pm 0.013) \left(-\frac{n+1}{n}\right) \quad (3.4)$$

この関係は試料粉体によらずおおむね普遍的である。係数より圧力 $P$ と充填率 $f$ を計算すると、本研究で用いた試料は圧力 $\sim 5 \times 10^6$  Pa 下で充填率 $\sim 0.52$ を示すことになる。図 3.7 中で、圧力 $\sim 5 \times 10^6$  Pa 下における充填率のデータがあるものは実験 No.に対応した番号が示してある。番号とデータの対応は図 3.4 と同じである。 $\sim 5 \times 10^6$  Pa 下での充填率が $\sim 0.52$ よりも大きくなるようなデータから得られた  $\log K'$ は fitting の線よりも下に、小さくなるようなデータから得られた  $\log K'$ は線よりも上にある。 $\sim 5 \times 10^6$  Pa の圧力下での充填率には $\sim 0.4$  (図中 1-4 の結果)から $\sim 0.6$  (図中 15,16),  $\sim 0.7$  (図中 17,18)まで幅があったが、それによる  $\log K'$ のばらつきは 5 程度であった。図中には参考のため $P$ と $f$ に任意の圧力  $10^6$  Pa もしくは  $10^8$  Pa, 充填率に 0.55 を代入して計算した結果も示した。ある圧力 $P$ 下で充填率 $f$ になるような粉体層ならば  $\log K'$ と $-(n+1)/n$ の関係はこの計算結果に従う。充填率 0.55 は均一球のゆるいランダム充填の充填率に対応する (Onoda and Liniger, 1990)。また代入した  $10^6$  Pa の圧力は試料によっては実際の測定値が得られている範囲である。 $10^8$  Pa の圧力はシリカ粒子, Serpentinite 粒子の圧壊強度よりは大きく、アルミナ粒子の圧壊強度よりは小さい。実験より、粒子の引張強度と圧壊強度はほぼ同じであることが明らかになっている (S.

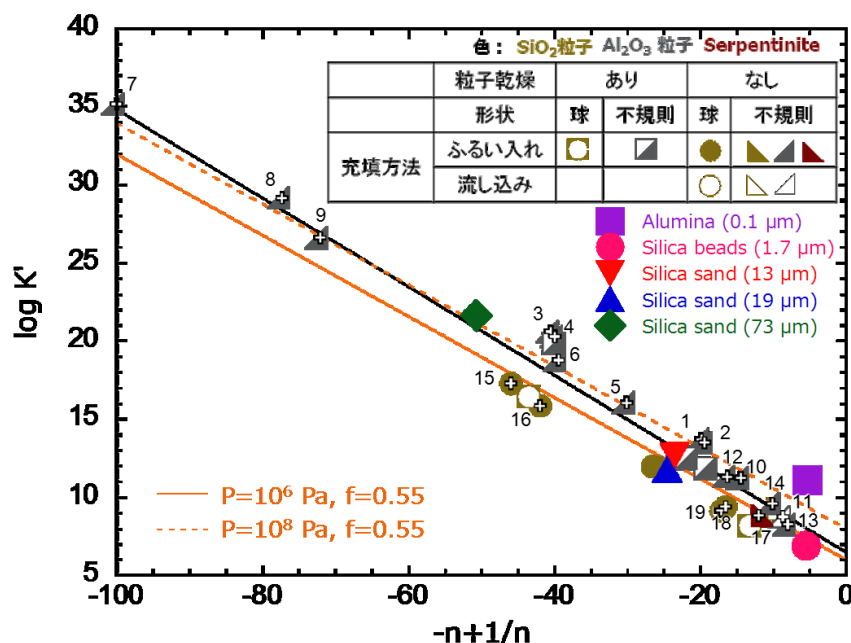


図 3.8 実験結果より得られた  $\log K'$ と $-(n+1)/n$  の関係。  $10^6$  Pa 下での充填率が実験より得られている試料は番号と共に+で示した。番号は fitting 元の実験結果に対応する。番号と実験 No.の対応は図 3.3 と同じ。

Shigaki, private communication).  $\text{SiO}_2$  粒子の引張強度は  $6.0 \times 10^7$  Pa (Kaye and Laby 2005), Serpentine 粒子の引張強度は  $9.5 \times 10^6$  Pa (Sulukcu and Ulusay, 2001),  $\text{Al}_2\text{O}_3$  粒子の引張強度は  $2.8 \times 10^8$  Pa (manufacturer's information)である.

### n と K' の値の解釈

$n$  と  $K'$  は主に粒子サイズに依存して変化し, 粒子組成, 形状の影響はほぼみられなかった. 粒子組成および形状は粒子の破壊や変形に必要な圧力に影響すると考えられるので,  $n$  と  $K'$  の値にこれらの要素への依存性が見られなかったことは, 本研究の圧力範囲では, 粒子層の圧密はほとんど構成粒子の再配置によって進んでいたことを示唆している.

#### 3.2.4. 近似の妥当性の評価

Power-law による近似の妥当性を評価するため, 他の, 圧密曲線を表すための式による近似と比較した.

Nutting の式(式 1.9)の, ひずみ  $\gamma$  と応力  $\sigma$  を川北式(式 1.7)に使われるパラメータである体積減少率  $C$  と軸方向応力  $P_a$  を使って書き換えると以下のように表される.

$$\frac{P_a}{C} = \psi P_a^{1-\mu} t^{-\nu} \quad (3.5).$$

今回の実験では圧密速度は一定であるため  $t^{-\nu}$  は定数であるとみなした.

実験結果を川北式と Nutting の式で fitting した結果を図 3.9 に示す. 今回得られたデータはどちらの式でもよく近似できた. しかしながら, べきの形でも同じくらい実験結果をよく近似できておりすべての式において fitting の相関係数は 0.99 を超えていたため, べきの形も粉体層の圧密特性を近似するのに適当であると考えられる.

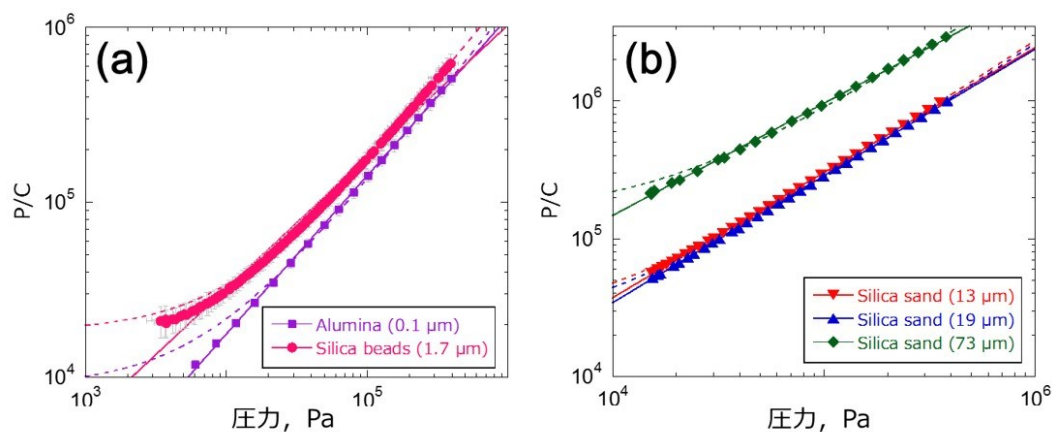


図 3.9 実験結果を川北式(細点線)と Nutting の式(細直線)で fitting した結果. fitting した線が見やすいよう, データ点は全体の 33%(a)もしくは 10%(b)だけプロットしてある.

### 3.3. 実験3：ダスト-ビーズ混合物の圧密実験

#### 3.3.1. 試料内部の様子

ナイロン容器を用いた実験で、圧密後試料内部の X 線画像から試料内部におけるビーズの分布の様子を確かめた(図 3.10). 画像で暗く見えているのがビーズである. 試料内部においてビーズの分布に偏りはみられず、試料はおおむね均一であることを確認した.

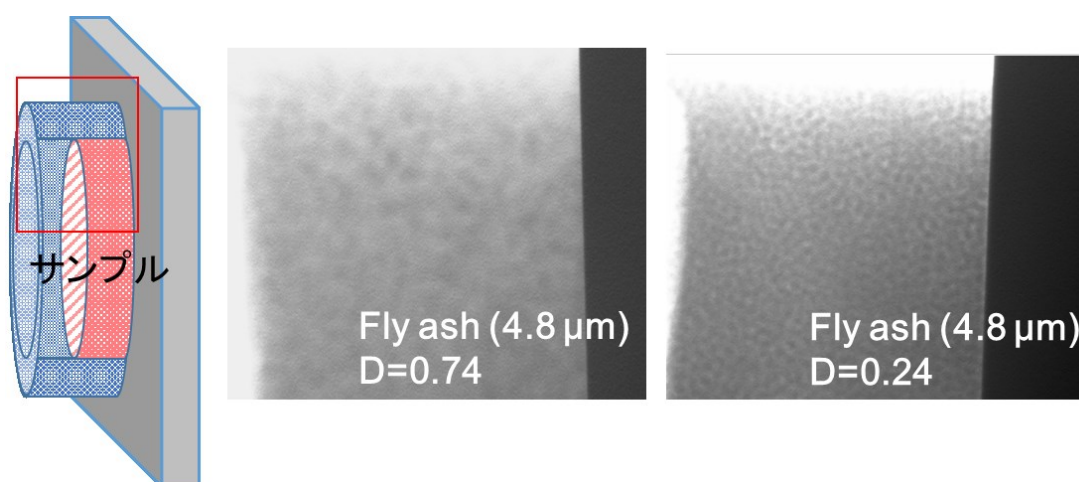


図 3.10 圧密後試料の X 線写真. 左の図中の赤い四角で囲った領域の写真. 写真は左が Fly ash (4.8  $\mu\text{m}$ ) のダスト体積含有率 0.74, 右はダスト含有率 0.24 の試料.

#### 3.3.2. 実験結果の再現性

図 3.11 および 3.12 に実験結果をサンプルごとに示した. 縦軸はサンプルにかけた圧力, 横軸は式(2.7)より計算したサンプル充填率である. 2.2.1 章で述べたとおり, この実験の実験条件では, 容器とピストンの大きさ及び素材による原因で, 充填率の補正を行う必要があると考えられたので, すべて 2.2.1 章に述べた手法で補正したあとのデータを示してある. 実験にはステンレス容器とナイロン容器を用いたが, ナイロン容器の実験結果は実験結果の再現性の評価にのみ用いる. ステンレス容器の実験結果の中でも, 表 A3 中で\*をつけて示した, このあとの議論に用いるデータは太線で示してある. また試料の初期充填率を圧力  $10^2$  Pa のところに×でプロットしてある. 印と曲線の色は実験 No. に対応している. 実験結果のばらつきは最大で充填率 0.04 程度であった. このばらつきは圧密特性自体のばらつきに加え, 容器サイズの違いや式(2.5-7)で行った補正の不確かさにもよると考えられる. 実験結果のばらつきの幅は試料のダスト含

有率による充填率の差(例えば Fly ash の  $D=0.56$  と  $D=0.40$  の差)よりも少し小さい程度であるが、同じ試料を用いた結果データ群の大小関係の傾向は青太線のデータ同士を比較した場合と同じだった。図中に示した補正後のデータでは容器素材の違いによる傾向はみられなかった。

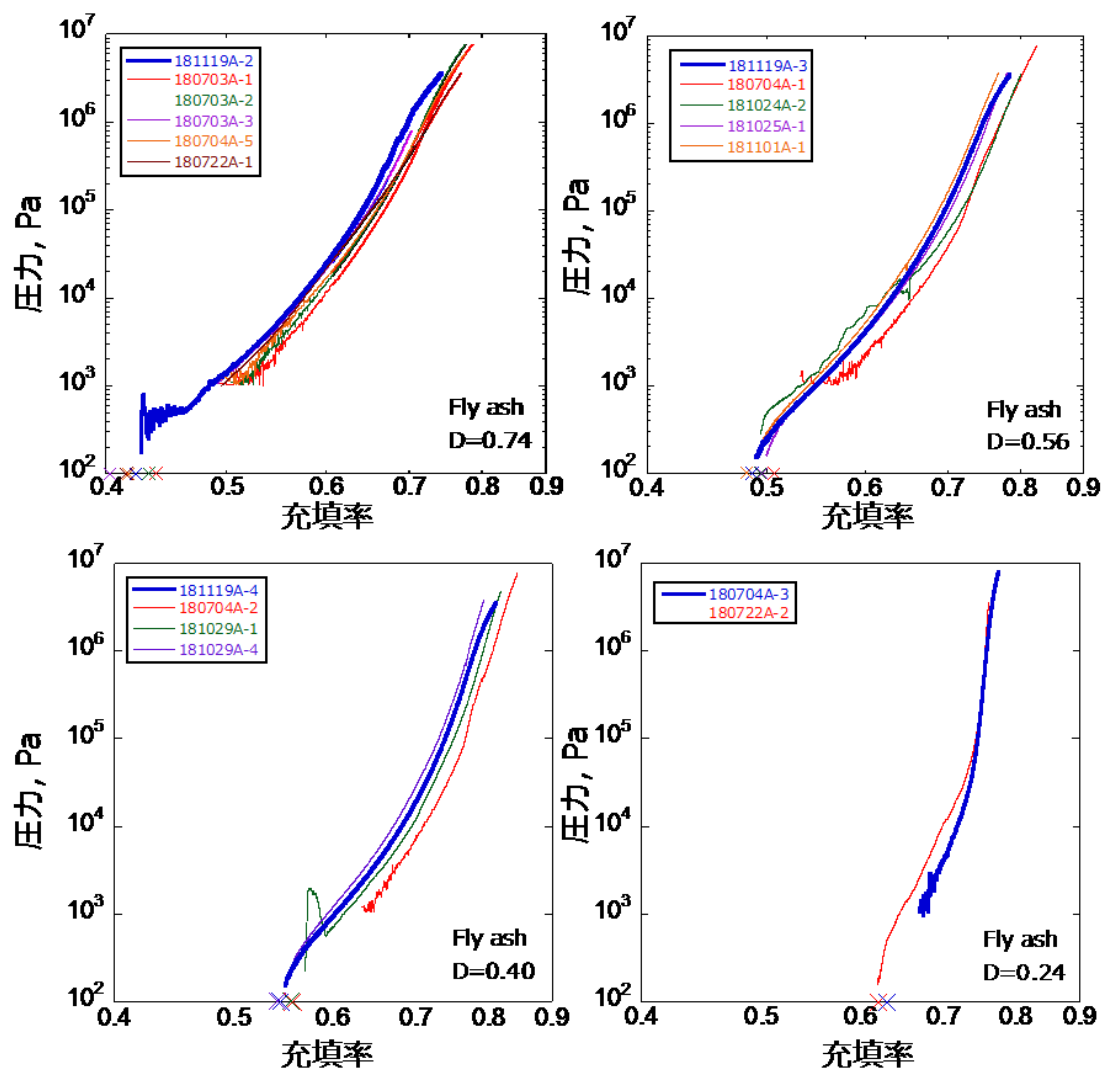


図 3.11 Fly ash ( $4.8 \mu\text{m}$ )混合試料の実験結果.  $D=$ のあとにある数字は試料のダスト体積含有率を示す. すべて補正後のデータ. 表 A2 中で\*のつけられたデータは青い太曲線で、それ以外のデータは細い曲線で示してある.



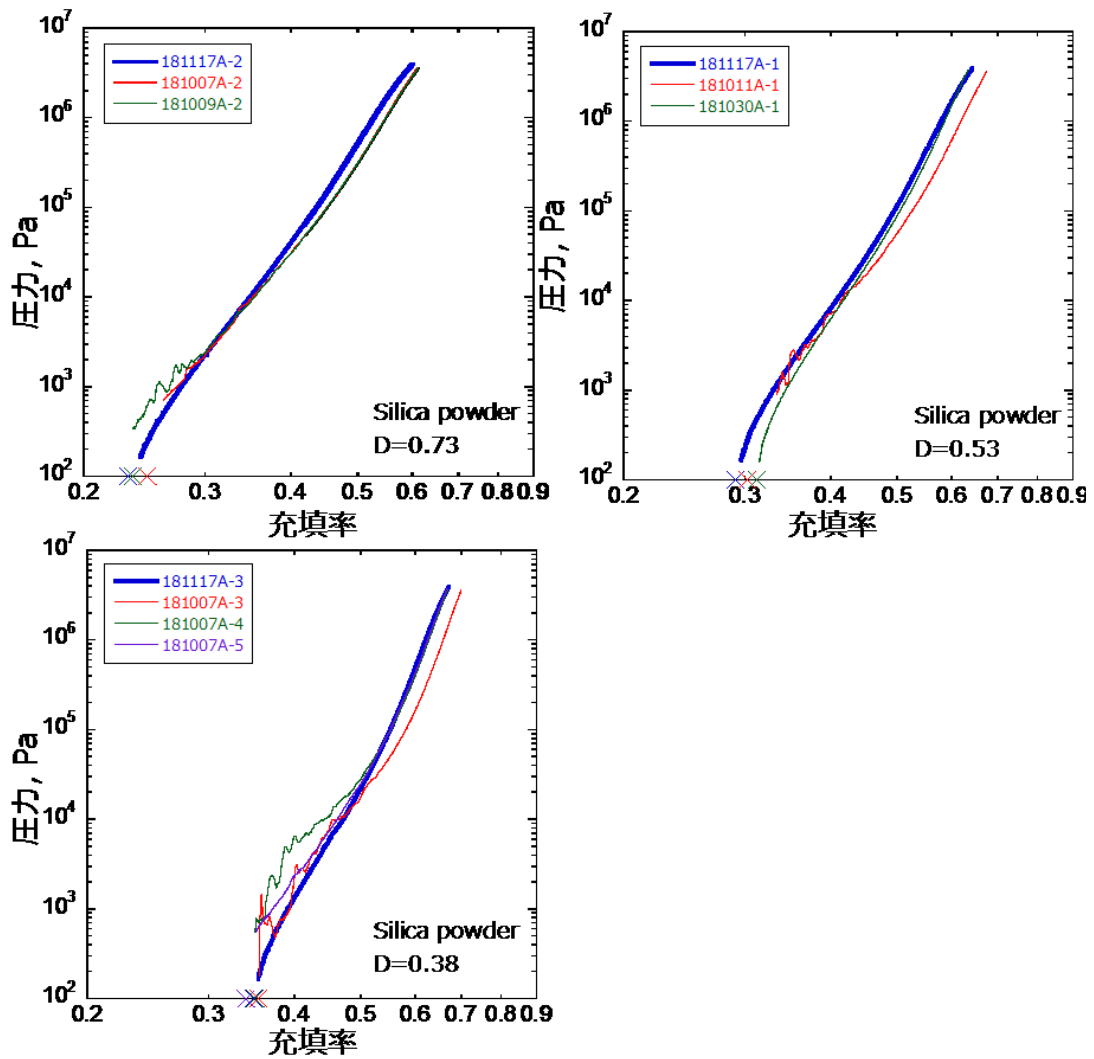


図 3.12 Silica powder ( $1.5 \mu\text{m}$ )混合試料の実験結果.  $D$ =のあとにある数字は試料のダスト体積含有率を示す. すべて補正後のデータ. 表 A2 中で\*のつけられたデータは青い太曲線で, それ以外のデータは細い曲線で示してある.

### 3.3.3. ダスト体積含有率の影響

図 3.13 に、用いたダスト粒子ごとに実験結果を示した。曲線の色はサンプルのダスト含有率に対応している。すべての場合で、圧力をかけると充填率は増加する。また、同じ圧力下において基本的にはダスト含有率が少ないほど充填率は大きい。ただし、ダスト体積含有率が 0.24 の Fly ash (4.8  $\mu\text{m}$ ) の試料については、初期充填率はどの試料よりも大きい。圧力をかけても充填率はあまり増加しないため  $\sim 10^4$  Pa からはこの関係に従わなくなる。これは、このサンプルはサンプル内部における試料粒子の充填状態が他と異なるためだと考えられる。

サンプル内部における試料粒子の充填状態は、ダスト含有率が多い状態から以下のように変化していくと考えられる。

- (i) ビーズ粒子がダスト粒子層に埋まっている状態 (図 3.14a)
- (ii) ビーズ粒子の間にダスト粒子が挟まっている状態 (図 3.14b)
- (iii) ビーズ粒子間にダスト粒子が入り込んでいる状態 (図 3.14c).

ダスト粒子の量が同じであっても、流動性の良いダストであれば(iii)の状態に、流動性の悪いダストであれば(ii)の状態になる傾向があると考えられる。(i)の状態にあるサンプルならば、ダスト粒子層内には空隙が含まれる一方ビーズ粒子内には空隙がないので、ダスト含有率が小さい(=ビーズ含有率が大きい)ほど充填率は大きくなる。(iii)の状態にあるサンプルならば、圧密に寄与する充填構造はビーズで決まってしまう。今回用いた 1 mm のビーズならばビーズが作る構造の充填率は $\sim 0.6$  になり、さらにその隙間をダストが埋めているため初期充填率はさらに大きくなる。しかしながらビーズが作る構造は圧密の余地がほぼないため、圧力をかけても充填率はあまり増加しない。これは Fly ash (4.8  $\mu\text{m}$ ) の、ダスト含有率 0.24 の試料の状態にあたる。(ii)は、ダスト粒子の固着性によってビーズ粒子が比較的充填率の低い構造を形成できている状態である。この場合粒子層にはまだ充填の余地があるので、圧力をかけると充填率は増加する。これは Silica powder (1.5  $\mu\text{m}$ ) の、ダスト含有率 0.22 の試料の状態にあたる。

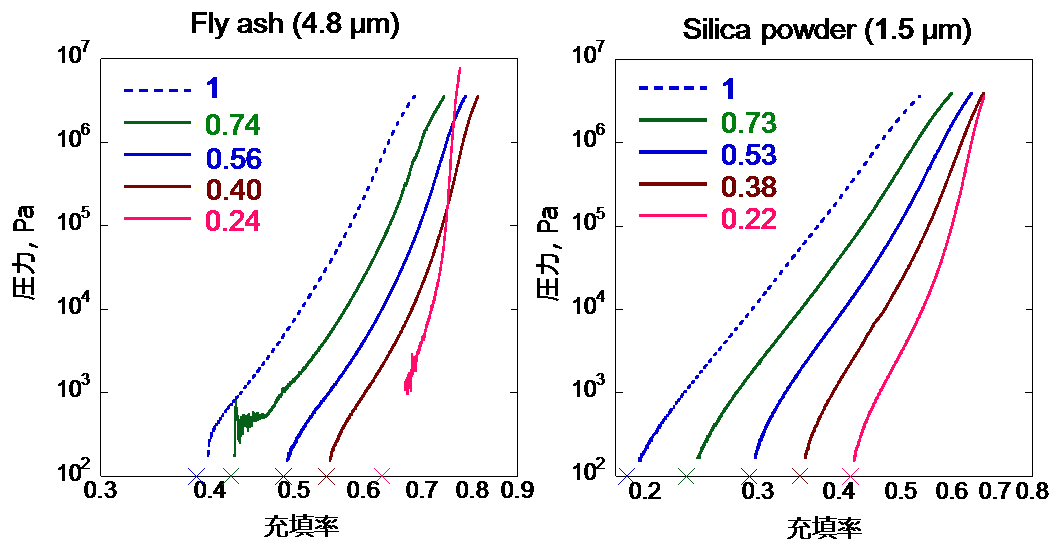


図 3.13 ダスト物質に Fly ash (4.8  $\mu\text{m}$ )を用いたときの実験結果(左)と Silica powder (1.5  $\mu\text{m}$ )を用いたときの実験結果. 図中の数字はサンプルのダスト含有率.

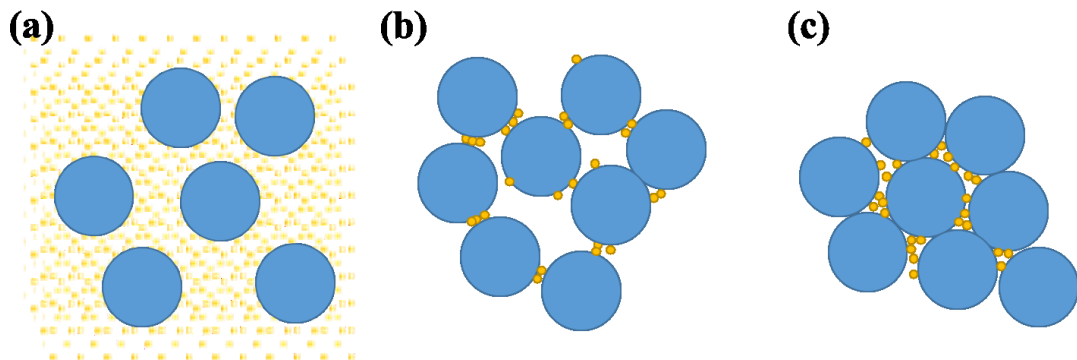


図 3.14 試料充填状態のイメージ図. (b)と(c)の粒子の大きさと個数は同じである.

#### 3.3.4. ダストサイズ依存性

図 3.15 に、ダストの体積含有率は似ているが、用いたダスト粒子が異なるサンプルごとに実験結果を示した。Fly ash (4.8  $\mu\text{m}$ )混合試料の結果を赤で、Silica beads (1.5  $\mu\text{m}$ )混合試料の結果を青で示してある。1.5  $\mu\text{m}$  のダスト混合物のほうが充填率は小さく、また圧力に対する充填率変化の割合が大きい、つまり圧密されやすい傾向にある。これは図中に点線で示したダストの圧密特性が影響しているためであると考えられる。3.2 章で述べたとおり、ダストが小さいほど粒子層は空隙率が大きく、また圧力に対する充填率変化の割合が大きく(圧密されやすく)なるが、この関係は混合物試料の場合にも同じである。ダスト含有率~0.2の試料であってもダストは圧密特性に影響した。これは粒子層が 3.3.3 章で述べた(ii)の状態にあるか、(iii)の状態にあるかの違いによると考えられる。

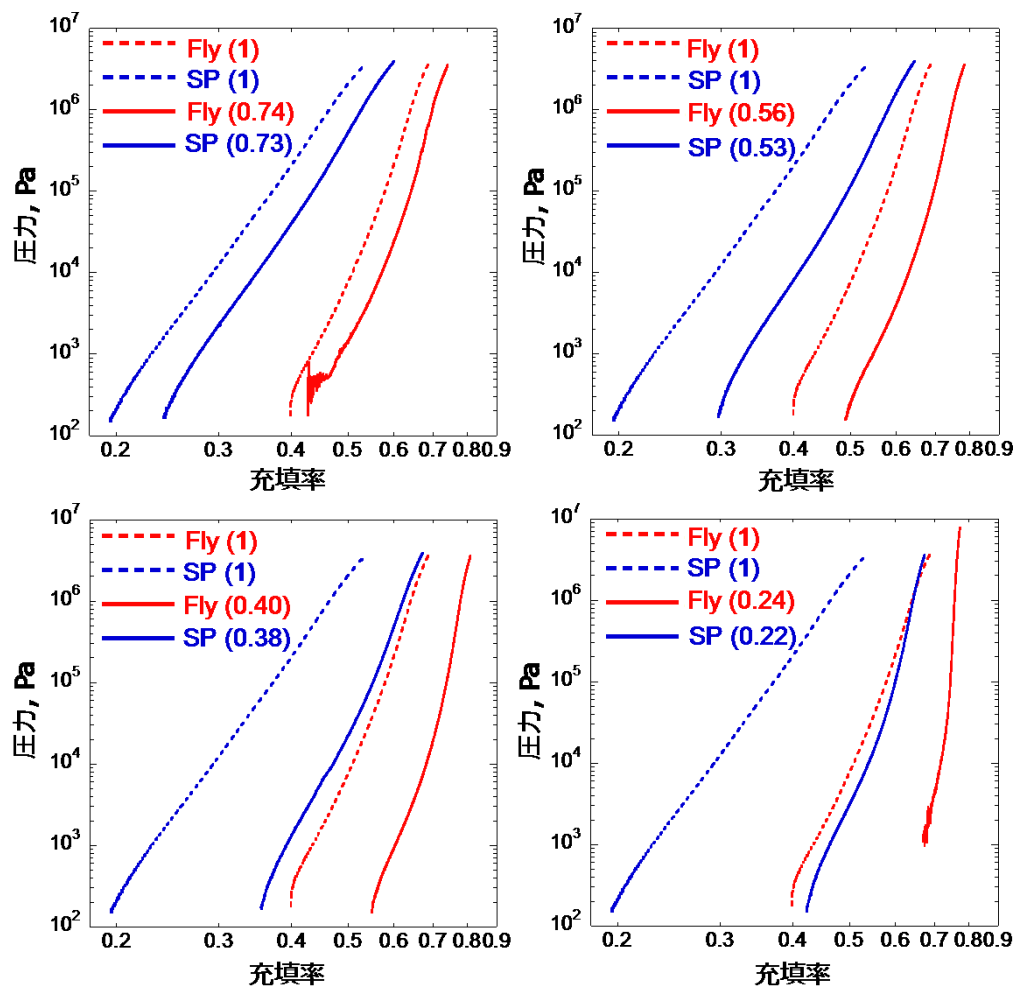


図 3.15 ダスト体積含有率が似た試料ごとの結果. カッコ内の数字はダスト体積含有率.

### 3.3.5. 結果の近似

それぞれの試料について $K'$ と $n$ の値を得た。結果は表 A2 に示してある。ダスト含有率によって $K'$ と $n$ の値は 3.2 章で得られた範囲内で変化した。図 3.16 にダスト含有率が 1 の試料の値で規格化した  $\log K'$  と  $n$  の値を示す。 $n$  の値はダスト含有率の減少と共に減少した。 $\log K'$  の値もダスト含有率が 0.4 まではダスト含有率の減少と共に減少したが、Fly ash 混合試料の場合、ダスト含有率が 0.24 の試料になると  $\log K'$  の値は急激に増加した。

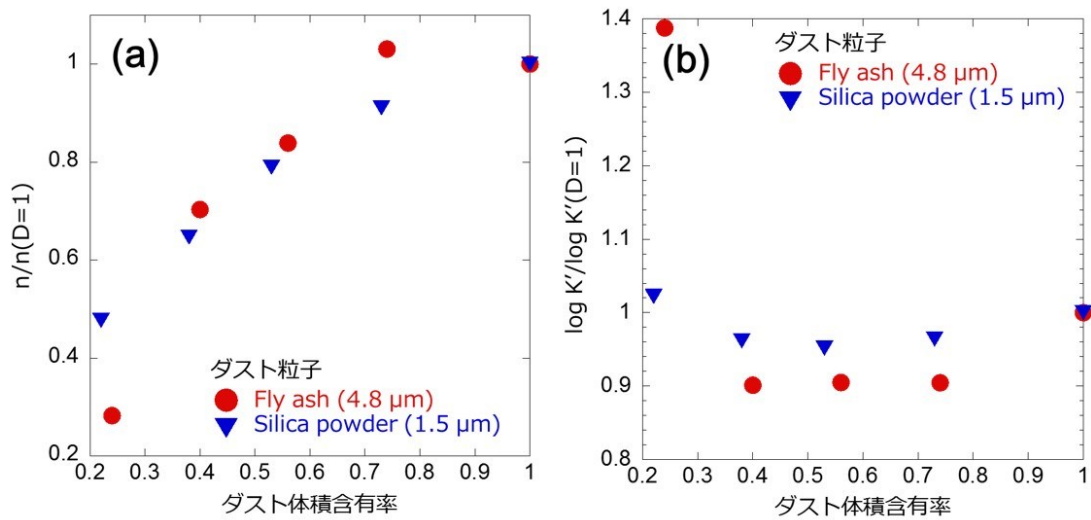


図 3.16 ダスト体積含有率とダスト体積含有率が 1 のときの値で規格化した  $n$ (a)と  $K'$  (b)の値の関係。

## 4. 議論

### 4.1. 試料の圧密挙動の解釈

本研究で得られた典型的な粉体層の圧密曲線を図 4.1 に示す. はじめ, 圧力に対する充填率の変化は微小である(領域①). これは, この圧力範囲では圧力が粒子の再配置には十分でなく, 粒子構造の変化は微細であるためと考えられる. 圧力がある大きさ以上になると, 粒子の再配置により圧密が進むようになる(領域②). 本研究では領域①と②の境界として降伏強度を定義した. 圧力が $\sim 10^5$  Paを超えたあたりからは充填率の増加率が圧力と共に減少していく(領域③). これは粒子構造が密になったことで, 粒子を再配置できる接触点が減少していくためだと考えられる. さらに圧力が大きくなると, 圧力と共に充填率の増加率が大きくなる(領域④). これは Hagerty et al. (1992)で述べられているように, 高圧下では粒子の破壊が始まり, その破片によって充填が効率的になるためかもしれない.

図 3.4 中に示した中では, Silica powder ( $1.5 \mu\text{m}$ )や Fly ash ( $4.8 \mu\text{m}$ )の圧密曲線では①から②への遷移領域がみられる. Silica beads ( $1.7 \mu\text{m}$ )の圧密曲線において④にあたる領域が見られないのは, Silica beads は球形粒子であり, かつ粒子径が小さいため破碎が起きにくかったためだと考えられる.

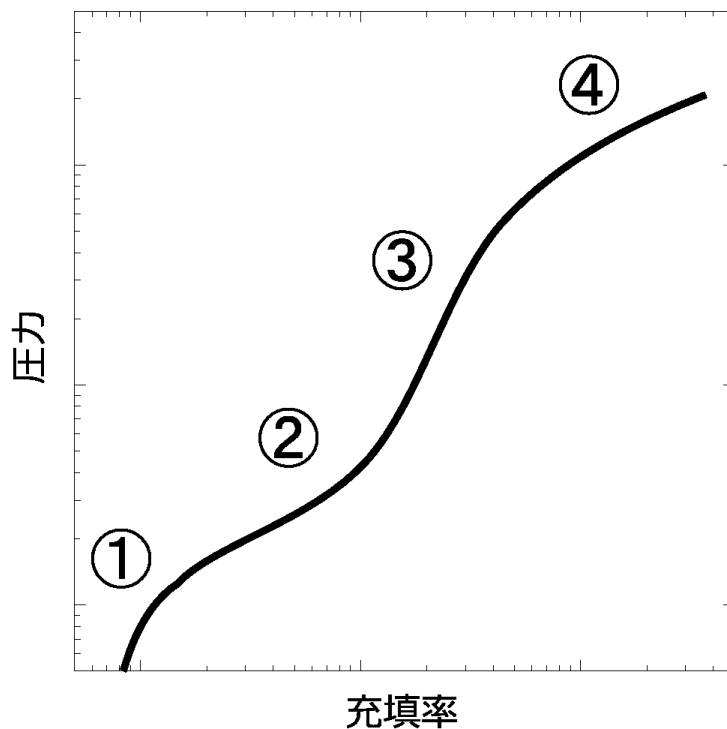


図 4.1 本研究で得られた典型的な圧密曲線.

## 4.2. 降伏強度の解釈

この章では、粒子層を支える力がどのようなものであるかを明らかにするため、まず降伏強度に相当する軸方向圧力下におかれたサンプル内の粒子の接触点に働く平均の粒子間力をルンプの式(式 1.11) より求める。次に得られた粒子間力を理論的な粒子間力である転がり摩擦力およびすべり摩擦力(1章参照)と比較し、降伏強度下におかれた粒子層内の粒子間に働く力がこれらの粒子間力で制約できることを示す。

### 4.2.1. 粒子間力の計算

ここでは、サンプル粒子層は試料粉体の代表径と同じ大きさの球形粒子で構成されていると仮定する。粒子層内の平均の粒子間力は式(1.11) より計算した。転がり摩擦力( $F_{roll}$ )、すべり摩擦力( $F_{fric}$ )の計算に必要な表面エネルギー、ヤング率、ポアソン比を表 4.1 に示す。今回用いたサンプルの場合、 $F_{roll}/F_{fric}$ の比は、0.01 のオーダーであった Silica beads (1.7  $\mu\text{m}$ )を除いては 0.001 のオーダーであった。

表 4.1 試料の弾性的性質と表面エネルギー。

組成	ヤング率 E (Gpa)	ポアソン比 $\nu$	表面エネルギー $\gamma$ (J/m <sup>2</sup> )
SiO <sub>2</sub>	73 <sup>1)</sup>	0.17 <sup>1)</sup>	0.025 <sup>2)</sup>
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	360 <sup>3)</sup>	0.23 <sup>3)</sup>	0.041 <sup>4)</sup>

Ref. (1) Spinner (1962), (2) Kendall et al. (1987), (3) 上垣外, 神谷 (1998), (4) Burnham et al. (1990).

### 4.2.2. 平均の粒子間力と理論的な粒子間力の比較

ここより先の議論では、粒子の再配置による圧密は粒子に与えられた力が転がりもしくはすべり摩擦力を超えたときに始まると仮定する。実際には、転がり・すべり摩擦は粒子の接触面に平行な方向の力に対して働くため、粒子が再配置されるのは粒子層を圧密しようとする軸方向応力によって粒子間に働く力の、粒子接触面に平行な成分がこれらの粒子間力を超えた場合である。

各サンプルについて、計算された平均の粒子間力を式(1.18)と式(1.19)より得られる理論的な転がり・すべり摩擦力と比較した。図 4.2 は各構成粒子の転がり



摩擦力 $F_{roll}$  (左)あるいはすべり摩擦力 $F_{fric}$  (右)で規格化された平均の粒子間力を示している。 $F_{roll}$ で規格化された平均の粒子間力は、Fly ash (4.8  $\mu\text{m}$ )の場合を除いて 1 を超えていた。 $F_{fric}$ で規格化された粒子間力は常に 1 を下回っていた。この結果より以下のことが示唆される：降伏強度程度の応力下では、応力による平均の粒子間に働く力は粒子層内のすべての接触点を粒子の転がりによって再配置するのに十分である。またすべての接触点をすべりで再配置することは不可能だが、いくらかの点はすべりで再配置できる。降伏強度下で、転がることのできる粒子は転がりによって再配置され、他の、転がることのできない粒子はすべりによって再配置される。そのため降伏強度は転がり摩擦力とすべり摩擦力の足し合わせになる。さらに、平均の粒子間力が空隙率の減少と共に増加することは、粒子層内の平均配位数が増加し、転がりによって再配置される粒子の数が減少することに対応する。平均配位数が 2 以下の場合、ほぼ全ての粒子が転がることのできるため、再配置に必要な平均の粒子間力は転がり摩擦力に近づく。しかしながら、平均配位数がこのような小さな値をとるのは微惑星で提案されているような(Kataoka et al., 2013)、超高空隙率(~0.9)の粒子層の場合のみである。それゆえ、本研究で扱った空隙率範囲において、平均の粒子間力が転がり摩擦力を超えていたことは自然である。Fly ash (4.8  $\mu\text{m}$ )の場合、粒子径分布幅が広いためにメジアン径の 1/10 程度のサイズの粒子も全体の 5 vol%ほど含まれている。圧密はこれらの細かな粒子を再配置することによってもなされるが、粒子を再配置するのに必要な力は粒子径と共に減少するため、 $F_{roll}$ で規格化された平均の粒子間力は 1 よりも小さくなったのだと考えられる。

以上で述べた比較はとても単純化されたもので、実際には他にも考慮に入れるべき要素がある。第一に、理論的な値は球形の粒子にのみ適用できる。しかしながら例えば本研究で用いたアルミナ粒子は不規則形状なので、もし粒子が尖った部分もしくは平たい部分同士で接触していたら、接触面積が変化することで粒子を転がす・すべらせるのに必要な力は小さく、もしくは大きくなるだろう。加えて、1.8.2.1 節で述べたとおり粒子層中には **force chain** が存在するので、粒子層を圧密するためにすべての接触点を動かす必要はない。よって仮に全ての粒子が転がれない状態にあったとしても  $F/F_{fric}$  が 1 になることはない。また本研究では粒子の接触面積を増加させるような外力を無視したが、**force chain** を構成する粒子は本研究で予想したよりも大きな外力下にさらされるはずである。その場合接触面積の増加に伴い粒子間力も増加する可能性があり、それゆえこれらの粒子層を圧密するのに必要な力は本研究では低く見積もられているかもしれない。

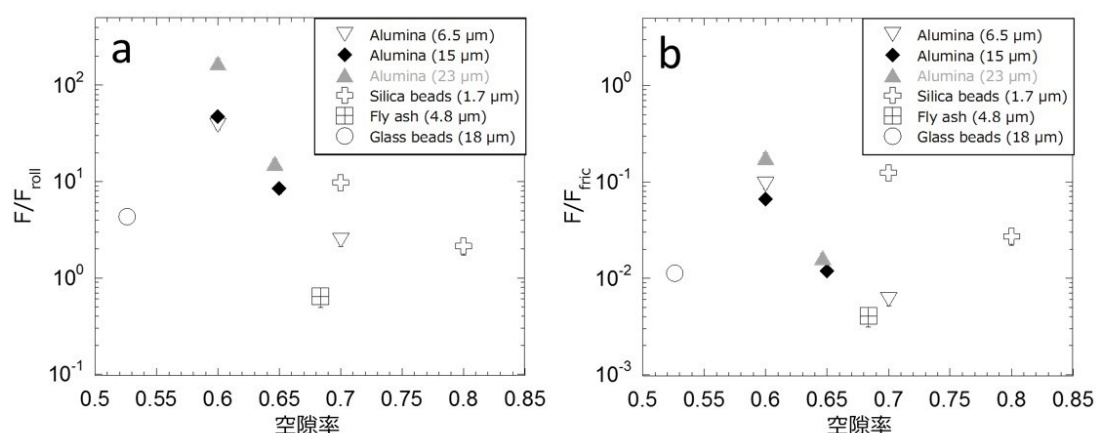


図 4.2 (a) 転がり摩擦力で規格化された、式(1.11) より計算される粒子間に働く平均の粒子間力と、(b) すべり摩擦力で規格化された粒子間に働く平均の粒子間力。

#### 4.2.3. 小惑星表面のレゴリス層への応用

粉体層の降伏強度を制約できると、土圧と降伏強度を比較することである重力加速度下にある粉体層が最表層と同じ空隙率を保てる深さを見積もることができる。例えば、Alumina (6.5  $\mu\text{m}$ ) のような圧密特性を持つ、空隙率 0.7 の粒子層が火星衛星 Phobos のような天体の表面を覆っていたならば、そして粒子層が

十分に深くまで連続しているならば、表面と同じ空隙率(0.7)が保たれる深さは実験で得た降伏強度より  $69 \pm 9$  m と計算される。なおここで Phobos の重力加速度は天体質量(Andert et al., 2010)と、天体が球であるとみなしたときに体積(Willner et al., 2009)より得られる天体半径から計算して  $5.8 \times 10^{-3} \text{ m/s}^2$  であるとした。粉体層の密度は Alumina ( $6.5 \mu\text{m}$ )と同じであるとした。同じ粉体層が重力加速度  $2.7 \times 10^{-1} \text{ m/s}^2$ (Thomas et al., 2005 で示された質量・半径に基づく)である 1 Ceres を覆っていたならば、空隙率が一定に保たれる厚さは薄くなり  $1.5 \pm 0.2$  m となる。

ある空隙率と粒子径を持つ粒子層の降伏強度の上限と下限は理論的に推測できる。転がり摩擦力(式 1.18)・すべり摩擦力(式 1.19)と式(1.11)から制約できる。かつ粉体層の降伏強度は空隙率が減少すると上限値に近づく。本研究でアルミナ粒子から得られた結果によると、空隙率が 0.6 程度の粉体層はすべり摩擦力より推定される降伏強度の 1/10 程度の降伏強度を持つようである。これらの情報から、天体上のレゴリス層において表層と同じ空隙率が保たれる深さを制約できるだろう。

### 4.3. 粉体試料の圧密特性より計算される天体内部空隙率構造

#### 4.3.1. 計算結果

3.2.3 章で粉体層圧密特性を式(3.1)で近似して得た $K'$ と $n$ の関係を使うと、ある半径をもつ球形の粉粒体天体の内部空隙率構造を Lane-Emden 方程式(式1.23)を用いて計算できる。計算に必要な $K$ の値は $K'$ と $n$ 、粒子密度より算出して用いた。また計算は4次の Runge-Kutta 法で行った。図4.3は Silica beads (1.7  $\mu\text{m}$ )、Silica sand (13  $\mu\text{m}$ )の圧密特性を用いて半径 1, 10, 60, 100 km の天体について計算を行った結果である。横軸は天体半径で規格化した天体中心からの距離で、縦軸は密度と粒子密度から計算された空隙率である。空隙率は天体表面から中心に向かって減少する。また天体サイズが大きくなると減少する。空隙率構造は構成粉体粒子の圧密特性に依存して変化する。Silica beads の場合、空隙率の表面からの深さ依存性は Silica sand よりも大きい。天体のバルク空隙率も Silica beads の場合のほうが Silica sand の場合よりもサイズに強く依存した。また構成粒子層の圧密特性が異なればバルク空隙率が同じでも内部空隙率構造が異なることを示せた。これは、ここに示した計算結果では天体半径が 60 km の場合にあたる。

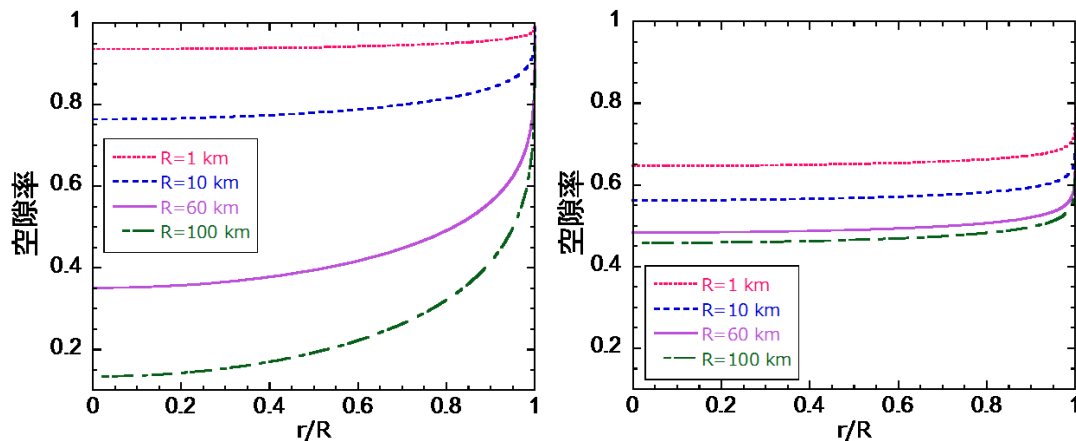


図 4.3 4 種類のサイズで計算した天体の内部空隙率構造。横軸は天体半径で規格化した天体中心からの距離。(左)Silica beads (1.7  $\mu\text{m}$ ) ( $K=2.48 \times 10^{-12}$ ,  $n=0.2201$ )の圧密特性から計算した結果。バルク空隙率はそれぞれ半径 1, 10, 60, 100 km の天体で 0.95, 0.82, 0.51, 0.34 となった。(右)Silica sand (13  $\mu\text{m}$ ) ( $K=1.4 \times 10^{-68}$ ,  $n=0.04437$ )の圧密特性から計算した結果。バルク空隙率はそれぞれ半径 1, 10, 60, 100 km の天体で 0.67, 0.59, 0.51, 0.49 となった。

#### 4.3.2. 計算結果を用いた小惑星内部構造の解釈

本研究で計算される結果は、自己重力だけによる、土圧によって生じる空隙率構造である。つまり、遠心力や潮汐力が無視できる場合にある圧密特性の粉粒体で構成された天体がとりうる、初期の最も空隙率が高い構造である。よって計算結果は、ある圧密特性の粉体で構成された微惑星や再集積したラブルパイル天体の最も空隙率の高い状態にあたる。一方で小惑星はその進化過程において衝突や振動による圧密で空隙を失ってきたと考えられる。もしくはその天体は内部に岩塊を含んでいるかもしれない。

構成粉体層の圧密特性を仮定し、最も空隙率の高い状態を与えると天体の内部密度構造を制約することができる。例えば、702 Alauda は半径が $\sim 100$  km で (Tedesco et al., 2002), バルク密度 (Rojo and Margot, 2011) と CM コンドライトの密度 (Consolmagno et al., 2008) から計算されたバルク空隙率は $\sim 0.46$  である。この値は図 4.3 に示した Silica sand の圧密特性を使って計算された結果より小さい。もしこの天体が Silica sand のような圧密特性を持つ粉体で構成されていると仮定したら、この天体は岩塊を含んでいるか、寿命の中で空隙を失っていると考えられる。

#### 4.3.3. 注意すべき要素

本研究では、実験室で得られた粉体層の圧密特性を用いて計算を行っているが、同じ粉体層であっても実験室と宇宙空間では圧密特性が異なる可能性がある。粉体層の圧密特性は構成粒子の粒子間力に依存するはずであるが、粒子間力は超真空下や高温下では増加する。これは粒子表面への吸着分子が無くなることによる (Perko et al., 2011; Kimura et al., 2015)。そのため超真空環境である宇宙空間では粉体層の圧密は実験室よりも難しくなるかもしれない。

加えて、表面近くでの内部構造はこの計算結果からは制約できない。4.2.3 章でも述べたとおり、圧力が降伏圧力よりも小さな場合には粉体層はほぼ圧密されず、表面近くの層の空隙率は一様であると考えられる (Omura and Nakamura 2017)。

## 4.4. 混合試料の圧密挙動の解釈

### 4.4.1. モデルとの比較

ダスト圧密特性が混合試料の圧密特性に及ぼす影響を評価するためモデルとの比較を行った。このモデルでは、3.3.3章の(i)の状況(図3.14a)を考える。

モデルの考え方は Yasui and Arakawa (2009)における2層モデルに基づく。2層モデルは、氷・岩石粒子混合粒子層を氷粒子層と岩石粒子層の重なりとみなし、氷粒子層・岩石粒子層の個々の圧密特性の足し合わせが混合粒子層の圧密特性であるとするモデルである。

本研究では混合物試料の圧密特性を以下のようにモデル化する。まずはビーズ・ダスト粒子が占める体積を考える。

$$V_B = M_B/\rho_B = (1 - D)M/\rho_B \quad (4.1a)$$

$$V_D = M_D/\rho_D = DM/\rho_D \quad (4.1b)$$

$V_{B \text{ or } D}$ ,  $M_{B \text{ or } D}$ ,  $\rho_{B \text{ or } D}$ はそれぞれビーズもしくはダスト粒子の、占める体積、質量、粒子密度である。これらから混合物の見かけの粒子密度 $\rho_{m0}$ は以下のように計算される。

$$\rho_{m0} = \frac{M_B + M_D}{V_B + V_D} = \frac{M_B + M_D}{(M_B/\rho_B) + (M_D/\rho_D)} \quad (4.2)$$

なおこれは式(2.3)で計算される $\rho_s$ に等しい。次に圧力 $P$ で圧密された混合物層の体積を考えると以下ようになる。

$$V_{fB}(P) = \frac{M_B}{\rho_{fB}(P)} \quad (4.3a)$$

$$V_{fD}(P) = \frac{M_D}{\rho_{fD}(P)} \quad (4.3b)$$

$V_{fB \text{ or } D}$ は圧力 $P$ 下で充填率 $f$ のビーズあるいはダスト粒子層が占める体積、 $\rho_{fB \text{ or } D}$ は圧力 $P$ 下での充填率 $f$ のビーズあるいはダスト粒子層のバルク密度である。ここで、ビーズ粒子層はひとつの固まりとみなし(ビーズ間の空隙を考えない)、圧密されないと考えて $\rho_{fB} = \rho_B$ とする。また $\rho_{fD}(P)$ にはダストのみの試料の実験結果を適用する。

これらの値から混合物の密度及び充填率が以下のように求められる。

$$\rho_m(P) = \frac{M_B + M_D}{V_{fB}(P) + V_{fD}(P)} = \frac{M_B + M_D}{(M_B/\rho_{fB}) + (M_D/\rho_{fD}(P))} \quad (4.4)$$

$$f_m(P) = \frac{\rho_m(P)}{\rho_{m0}} = \frac{(M/\rho_B) + (M_D/\rho_D)}{(M_B/\rho_{fB}(P)) + (M_D/\rho_{fD}(P))} \quad (4.5)$$

$\rho_m(P), f_m(P)$ はそれぞれ圧力  $P$  における混合試料のバルク密度と充填率である。

モデル計算結果と実験結果を図 4.4 に示す。細い点線が式(4.5)より得られたモデル計算結果で、実線が実験結果である。また $\sim 10^3, 10^4, 10^5, 10^6$  Paにおいてモデル結果より計算された充填率と、同じくらいの圧力で得られた実験結果の差を図 4.5 に示す。Fly ash サンプルで得られた結果は赤い線で、Silica powder で得られた結果は青い線で示してある。図中の数字はダスト体積含有率に対応している。どちらもダスト体積含有率が $\geq 0.5$  の場合には低圧範囲を除き試料の充填率は 3.3.2 章で述べた、実験結果の最大のばらつき程度の $\sim 0.04$  以内の差でモデルでよく表されており、このとき混合物の圧密特性はダストの圧密特性に支配されているといえる。このことから、多くの炭素質コンドライト(前駆物質)の圧密特性はマトリックス粒子の圧密特性で決まっていると考えられる。ダスト体積含有率が減少すると計算結果と実験結果の差は大きくなる。ダスト体積含有率が $\sim 0.2$  のときは  $10^3$  Pa の時点で計算結果と実験結果の充填率には 0.1 以上差があり、圧力と共にこの差は増大する。このことから、このダスト体積含有率では試料内部の粒子の充填状態は 3.3.3 章で述べた(ii) ビーズ粒子の間にダスト粒子が挟まっている状態 (図 3.14b)あるいは(iii) ビーズ粒子間にダスト粒子が入り込んでいる状態 (図 3.14c)であることが示唆される。また同じ圧力下での充填率はモデル計算の結果の方が高いが、これはダスト層とビーズの間の空隙が考えられていないためかもしれない。

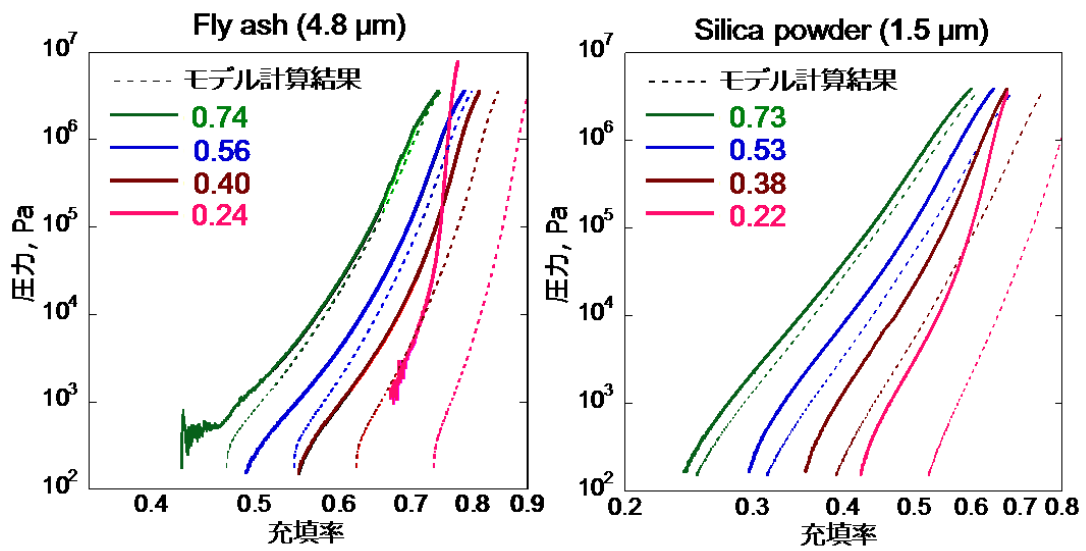


図 4.4 実験結果とモデル計算結果の比較. (左)Fly ash (4.8  $\mu\text{m}$ )混合試料. (右)Silica powder (1.5  $\mu\text{m}$ )混合試料. 凡例の数字はサンプルのダスト体積含有率.

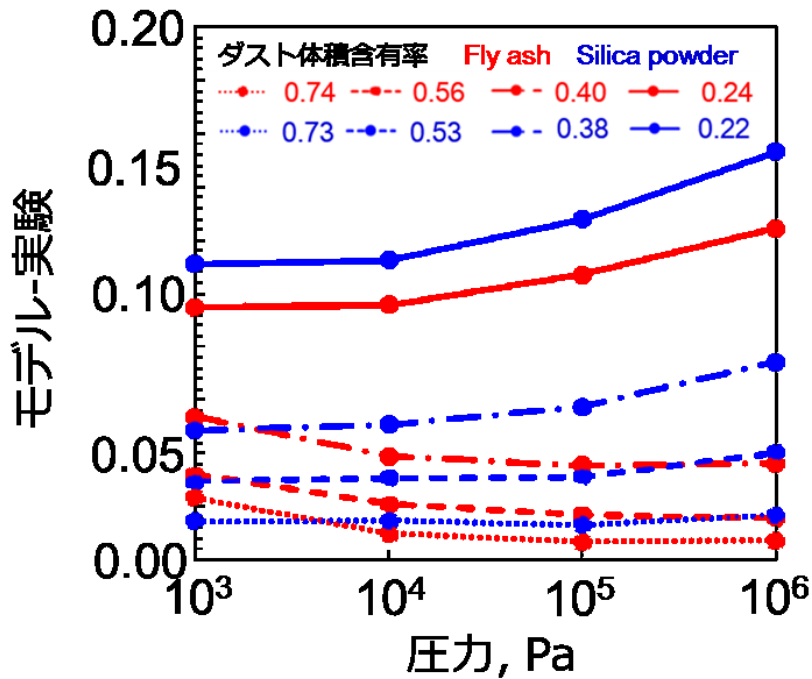


図 4.5 実験結果とモデル計算結果の比較. 縦軸はモデルより計算された充填率と実験結果の差. 凡例の数字はサンプルのダスト体積含有率.



## 4.5. 実験結果より計算されるコンドライト母天体の内部空隙率構造

表 A3 に示した，実験結果を式(3.1)で近似して得た $K'$ と $n$ の値を用いて始原的隕石母天体内部空隙率構造の計算を行った．計算に必要な $K$ の値は式(2.3)あるいは(4.2)より得られる見かけの粒子密度と $n$ の値から計算した．

なお，4.3.2 章で述べたとおり，本研究で計算するのは自己重力による圧密以外を考えない，小天体内部がとりうる空隙率の上限である．ただし用いたデータは流し込みによって充填されたサンプルのものなので，粒子の充填構造としては(特に低圧下で)最も空隙率の高い状態ではない．さらに真空中で粒子間力が増加するならば粒子層の充填率はさらに大きくなるかもしれない．よってここで計算されるのは上限値の下限ということになる．

### 4.5.1. 天体内部空隙率構造

#### 4.5.1.1. 計算結果

図 4.6 にすべての試料の圧密特性を用いた天体内部空隙率構造の計算結果を天体半径ごとに示した．横軸は天体中心からの距離で，縦軸は計算結果と見かけの粒子密度より計算された空隙率である．曲線の色はダスト粒子に，線の種類はダスト含有率に対応する．似たようなダスト含有率の試料は同じ種類の曲線で示している．天体表面に近いほど空隙率は大きい．また天体半径が大きくなると空隙率は小さくなる．ここで計算を行った天体サイズの範囲においては，ダスト粒子径が大きいと天体の空隙率は小さい．またダスト含有率が少ないと天体の空隙率は小さくなる傾向にある．

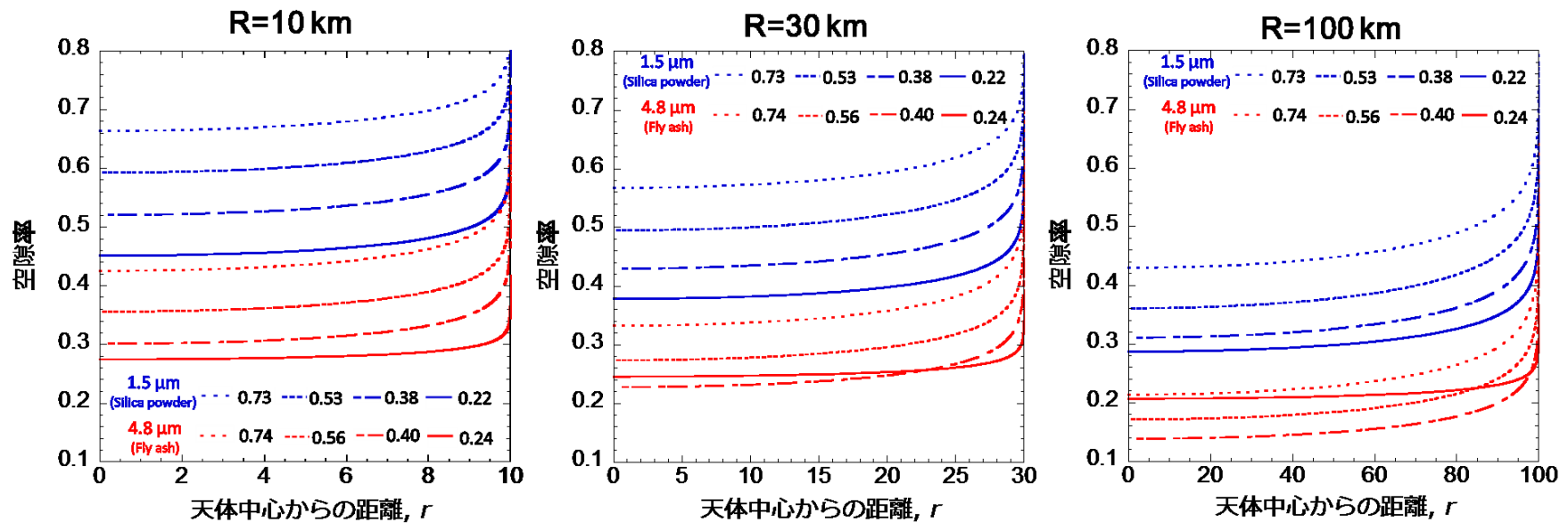


図 4.6 実験結果より計算されたコンドライト母天体の内部空隙率構造。凡例中の数字はサンプルのダスト体積含有率。

#### 4.5.1.2. 隕石前駆物質が存在した深さに関する考察

マトリックス粒子中にみられる変形を示す微細構造から、Allende 隕石は衝突圧密を経験していると考えられ、またシミュレーションとの比較よりコンドリュールやマトリックス中のひずみは 2-3 km/s の衝突で空隙率~0.5 の物質が圧密された場合に起こりうることを示唆されている (Forman et al., 2016).

本研究で用いたダストのサイズは Allende を模擬しているため、然るべきダスト体積含有率の試料より計算した結果から Allende 母天体の内部空隙率構造を推定できると考えられる。Allende 隕石のマトリックス含有率は、本研究では Hezel et al. (2013) のデータと Macke et al. (2011) で示された Allende 隕石の空隙率から計算して~0.5 であるとした(詳しくは補章)。よってここでは各ダスト物質の、ダスト含有率が~0.5 のサンプルの圧密特性より得られた計算結果を Allende 母天体の内部空隙率構造であるとして考える。図 4.7 は、衝突圧密を受けるまえの Allende 隕石前駆物質のような、空隙率~0.5 の層が天体においてどの深さにあったかを示したものである。横軸は天体半径、縦軸は空隙率 0.5 の層が存在した深さを示している。左上の直線は天体中心までの深さすなわち天体半径を表している。プロットの印はサンプルのダスト粒子に対応している。天体半径が大きくなるほど、また天体半径が同じ場合はダスト粒子径が大きいほど深さは浅くなることわかる。なお、4.5.2.1 節で述べるように、マトリックス粒子径はおそらく 4.8  $\mu\text{m}$  より小さい。

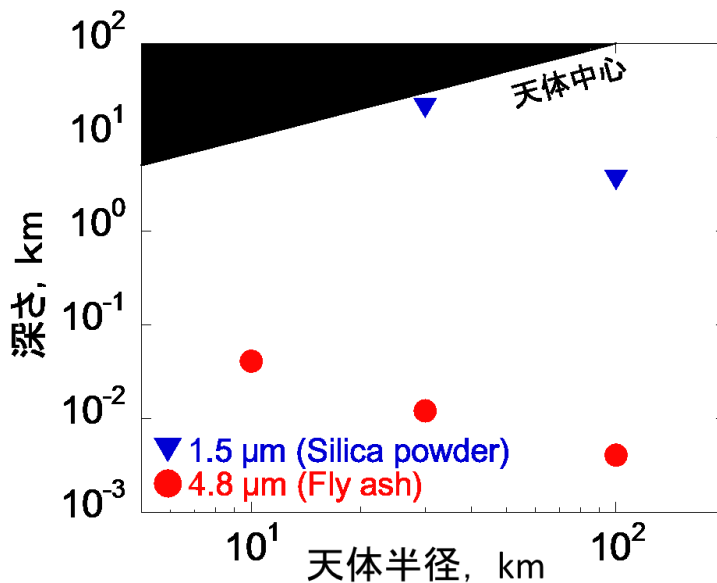


図 4.7 天体直径と空隙率が 0.5 になる深さの関係。

## 4.5.2. 天体直径とバルク空隙率の関係

### 4.5.2.1. 計算結果

図 4.8 には計算より得られた天体直径とバルク空隙率の関係を示した。横軸は天体直径、縦軸は天体のバルク空隙率を示す。曲線の色と種類は図 4.6 と同じくサンプルのダストの種類、含有率に対応する。図中には観測より得られた小惑星の直径とバルク空隙率の関係(Baer et al., 2011)も示した。プロットの種類は小惑星タイプに対応している。また Rubble-pile 天体で推定される空隙率範囲(詳しくは 4.5.2.2 節で述べる)も矢印で示してある。計算結果と観測値を比較すると、C 型小惑星の空隙率はダストが  $1.5 \mu\text{m}$  で、かつマトリックス含有率が 0.4 よりも大きい計算結果でないと達成されることがわかった。このことが、多くの高空隙率小惑星が、マトリックスを比較的多く含む炭素質コンドライトの母天体である C タイプである理由かもしれない。また C 型小惑星の典型的なマトリックスサイズは  $4.8 \mu\text{m}$  よりも小さいであろうことも示唆される。

### 4.5.2.2. 小惑星内部構造に関する示唆

空隙率が $\sim 0.5-0.6$  よりも大きな小惑星はラブルパイル構造を持つとも、自己重力による初期の構造を持つとも考えることができる。例えば 379 Huenna は $\sim 0.7$  のバルク空隙率を、253 Mathilde は $\sim 0.53$  の空隙率を持っている。さらに、Mathilde は大きなクレーターを複数持っており、これは圧密によって形成されたものであると示唆されている(Housen and Holsapple 1999)。そのため、元々の Mathilde はより大きな空隙率を持っていたかもしれない。

ラブルパイル天体のバルク空隙率は macroporosity(構成ボルダ間の空隙率)と岩塊の microporosity(岩塊内の空隙)の和で、 $\sim 0.5-0.6$  になると考えられる。ラブルパイル天体の macroporosity は、比較的大きな(マイクロメートルスケールよりもずっと大きい)粒子を用いた実験結果より $\sim 0.4-0.5$  と推測される。例えば、衝突実験でできた破片の寄せ集めは $\sim 0.5$  程度の空隙率を持つ(Durda et al., 2015)。また粒子径がサブミリメートルサイズ以上の粒子でできた粒子層は典型的に $\sim 0.4$  の空隙率を持つ(e.g. Philipe and Bideau, 2002)。ラブルパイル天体の構成岩塊の microporosity は、それぞれ普通コンドライトと炭素質コンドライトの空隙率に基づいて、S タイプなら $\sim 0.1$ 、C タイプなら $\sim 0.2$  だと考えられる。以上より、ラブルパイル天体のバルク空隙率は $\sim 0.5-0.6$  であろう。この、推定さ

れたバルク空隙率は、これまでに調査が行われたラブルパイル小惑星のバルク空隙率を、粒子密度を LL および CM コンドライトの粒子密度(Consolmagno et al., 2008)と仮定して、天体質量(Fujiwara et al., 2006; Watanabe et al., 2018)より計算されたバルク密度から求めたときの値、 $\sim 0.5$  (Itokawa) や $\sim 0.6$  (Ryugu)とおおむね調和的である。ただし、1.4.2.3 節で述べたとおり空隙率が 0.2 よりも大きな隕石も存在するため、構成岩塊の空隙率は 0.2 よりも大きくなりうる。

一方で、本研究で行った計算結果は自己重力による初期の構造の空隙率を示しているが、この場合にもバルク空隙率が $\sim 0.5-0.6$ になる条件は存在する。たとえば、ダスト粒子が  $1.5 \mu\text{m}$  で、ダスト含有率が 0.4 よりも多いような(炭素質コンドライトのマトリックス含有率に対応する)サンプルからの計算結果では、バ

ルク空隙率 $\sim 0.5-0.6$  は小惑星程度のサイズ、直径 $\sim 10^2-10^3$  km の範囲で達成されている。

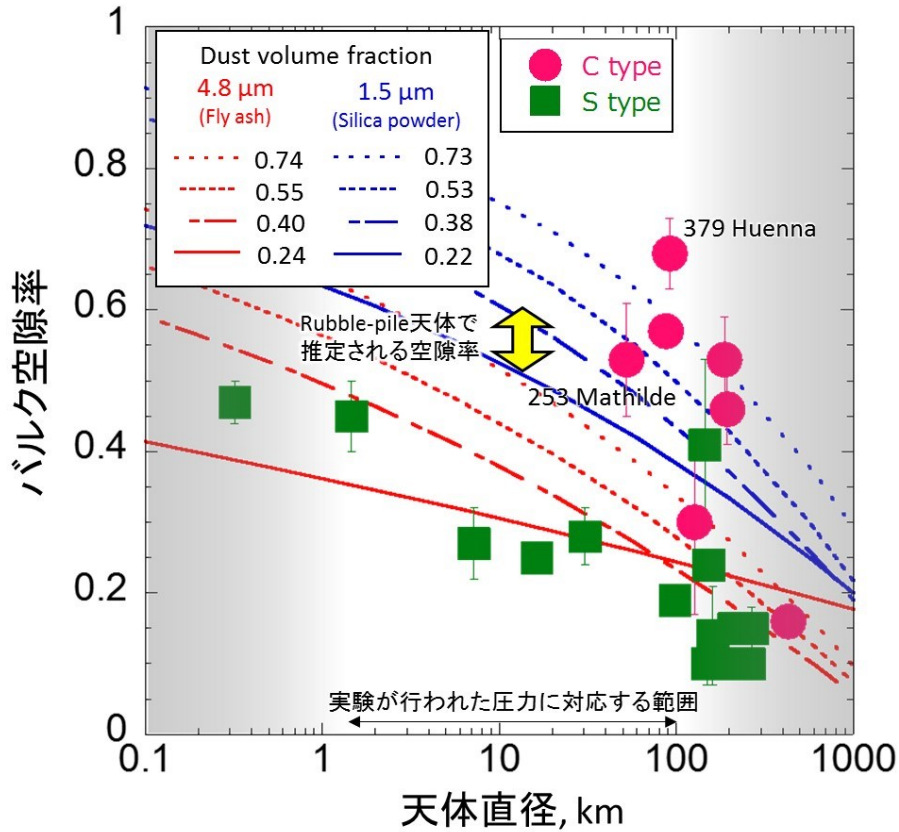


図 4.8 天体直径とバルク空隙率の関係. 計算結果は曲線で, 観測値はプロットで示してある. 凡例内の数字はサンプルのダスト体積含有率. 小惑星のデータは Baer et al (2011)より. Huenna のバルク空隙率は Huenna のバルク密度( $0.9 \pm 0.1 \text{ g/cm}^3$ )(Marchis et al., 2008)と, CM コンドライトの粒子密度( $2.9 \text{ g/cm}^3$ )(Consolmagno et al., 2008)より計算されたもの. バイナリの主星である Huenna のバルク密度は, 衛星の運動より決定された系の総質量と, 主星と衛星でアルベドが等しいと仮定した場合の 2 つのサイズ比から得られた主星の質量と, IRAS の赤外線観測より見積もられた主星のサイズから計算された. Mathilde の空隙率は NEAR のフライバイより得られたデータ(Yaomans et al., 1997)と, CM コンドライトの粒子密度(Consolmagno et al., 2008)から計算されたもの.

#### 4.6. 総括：粉粒体天体内部の空隙率構造の考え方

本研究で得られた知見より粉粒体天体内部の空隙率構造の考え方についてまとめる。まず、本研究で考えたのは自己重力での圧密のみによる、小天体内部がとりうる空隙率の上限値である。いま観測される小天体は既に他の要因による圧密を受けたあとかもしれない。

##### 4.6.1. 粒子層の圧密特性

自己重力による圧密を考える際には構成物質(粉粒体層)の圧密特性が必要である。粒子層の圧密特性の考え方について図 4.9 に示した。構成物質の圧密特性に影響する要素は圧力範囲によって異なり、粒子の変形・破壊が起こるような圧力以上の場合は変形や破砕後粒子による隙間埋めの効果を考える必要がある。本研究ではこのケースは対象から除き、粒子の変形や破壊を考えなくて良い圧力範囲だけを扱った。

粒子の変形・破壊が起こらない場合、圧密特性に影響するのは構成要素の含有比及び構成粒子の粒子径分布や粒子形状、組成などの特徴であると考えられる。本研究では構成要素が 1 種類の粒子である(粒子径分布が連続的)場合と、サイズのスケールが大きく異なる(オーダーで 2 程度)2 種類の粒子、ダストとそれ以外の混合物であるような場合を考えた。前者はレゴリス層やラブルパイル天体の構成粒子層、後者はコンドライト母天体のような、マトリックスとコンドリュールなどより構成される粒子層にあたる。

構成要素が 1 種類の粉体層である場合、粒子の圧密特性は主に粒子径分布で決まる。降伏強度を下回る圧力では粉体層の空隙率はほぼ変化しない(圧密されない)。粉体層の降伏強度は構成粒子の粒子サイズより決まる転がり摩擦力とすべり摩擦力より制約され、空隙率が小さくなると大きくなる。また降伏強度以上の圧力になると空隙率は圧力と共に減少する(充填率が増加する)。このときの圧密特性も主に粒子径分布で決まり、粒子が小さいほど、また粒子径分布幅が大きいほど圧密されやすい。ただし必ずしも個々の粒子の粒子径分布で圧密特性が決まるとは限らず、だまの粒子径で圧密特性が決まる場合もあることが示唆された。彗星ダストでは個々のサブミクロン粒子のアグリゲイトが集合し、さらにアグリゲイトを形成する階層構造が見られているが(Bentley et al., 2016)、この

ような粒子層の圧密特性はアグリゲイトのサイズによって決まっているかもしれない。

構成要素が 2 種類以上であるような場合は、ダスト粒子の体積含有率によって考え方が異なる。ダスト粒子が占める割合が、粒子全体の $\sim 0.5$  以上であるような場合には混合粒子層の圧密特性はダスト粒子層の圧密特性に支配されることがわかった。この場合、ダスト粒子層の圧密特性の考え方は先の段落で述べたとおりである。これはマトリックス含有率が比較的多い炭素質コンドライトの場合に対応しており、炭素質コンドライトになる前の粒子層の圧密特性はマトリックス粒子の特徴で決まると考えられる。ダスト粒子の占める体積が粒子全体の $\sim 0.5$  を上回るような場合にはダスト以外の、コンドリュールなどの粒子サイズが圧密特性に影響するようになる。構成要素の含有率、例えばコンドリュールの含有率は集積時の環境にどれだけコンドリュールが存在したかで決まっているかもしれない。例を挙げると、Nagasawa et al. (2014)で行われた計算から、 $1.5-3.5$  AU の領域では、コンドリュールが効率的に生産されることが示唆されている。これは、コンドリュールはダストが衝撃波で加熱されて熔融して形成されるとして(e.g. Hood and Horanyi 1991, 1993)、この領域においては微惑星の速度が衝撃波による加熱に十分であることに基づく。

また本研究で考えなかった要素として、粒子の表面状態による粒子間力の変化、炭素質コンドライトになる前の構成粒子層には含まれていると考えられる氷や有機物粒子の効果がある。前者については、本実験で得られた、ある粒子径分布の粉体層の圧密特性は必ずしも実験室と同じにはならない可能性があることに留意すべきである。また後者では氷・有機物の粒子の空間的にどのように存在するかによって、粒子表面に氷粒子や有機物粒子が吸着することによる粒子間力の変化を考えたり、また氷・有機物粒子の変形による隙間埋めの効果を考える必要がある。

#### 4.6.2. 粉粒体天体内部の空隙率構造

4.6.1 章にまとめた粉粒体天体構成物の圧密特性をふまえて、粉粒体天体内部空隙率構造について考え方をまとめたものが図 4.10 である。

まず天体の中心圧力を考える。天体中心圧力が構成粒子層の降伏強度を下回っているならば天体内部の空隙率は一様である。中心圧力が降伏強度を上回っ



ている場合は、土圧が降伏強度を超える深さまでは表面の空隙率が保たれ、それよりも深い場所では 4.3 章及び 4.5 章で Lane-Emden 方程式を用いて計算されたような空隙率構造を持っていると考えることができる。

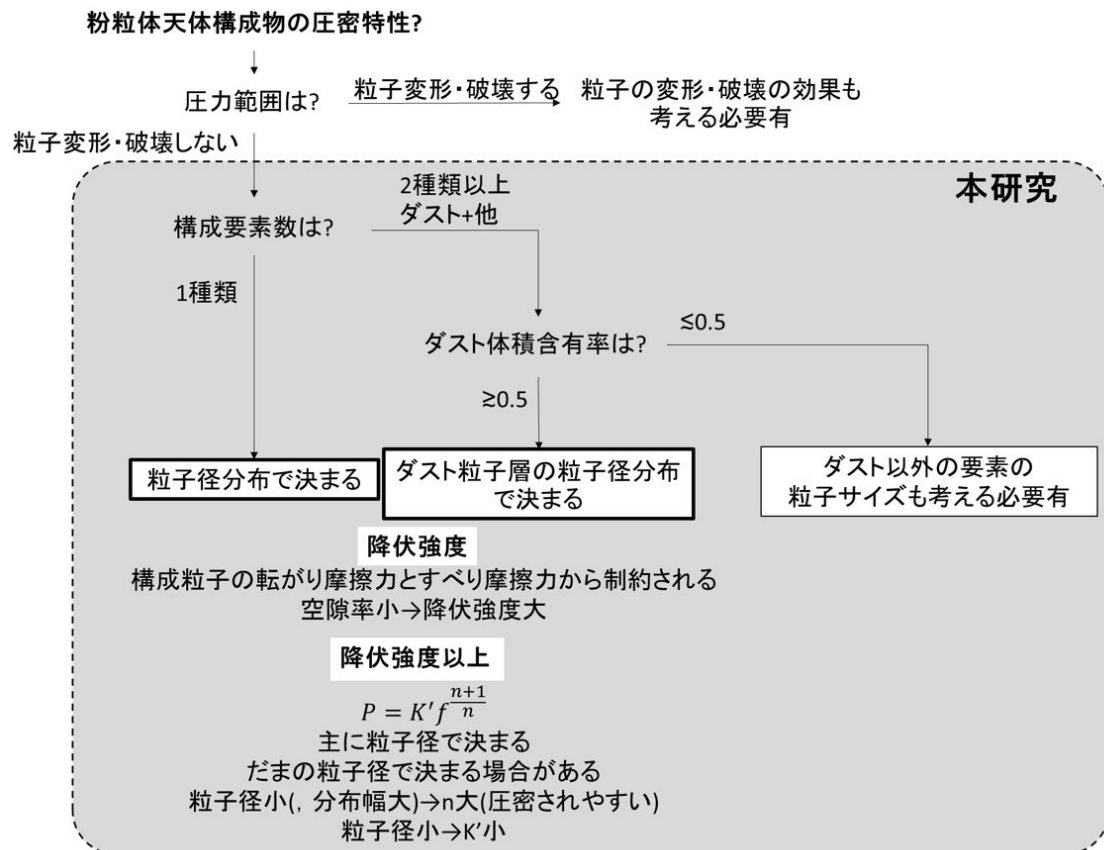


図 4.9 粉粒体天体構成物の圧密特性の考え方.

粉粒体天体の内部空隙率構造?

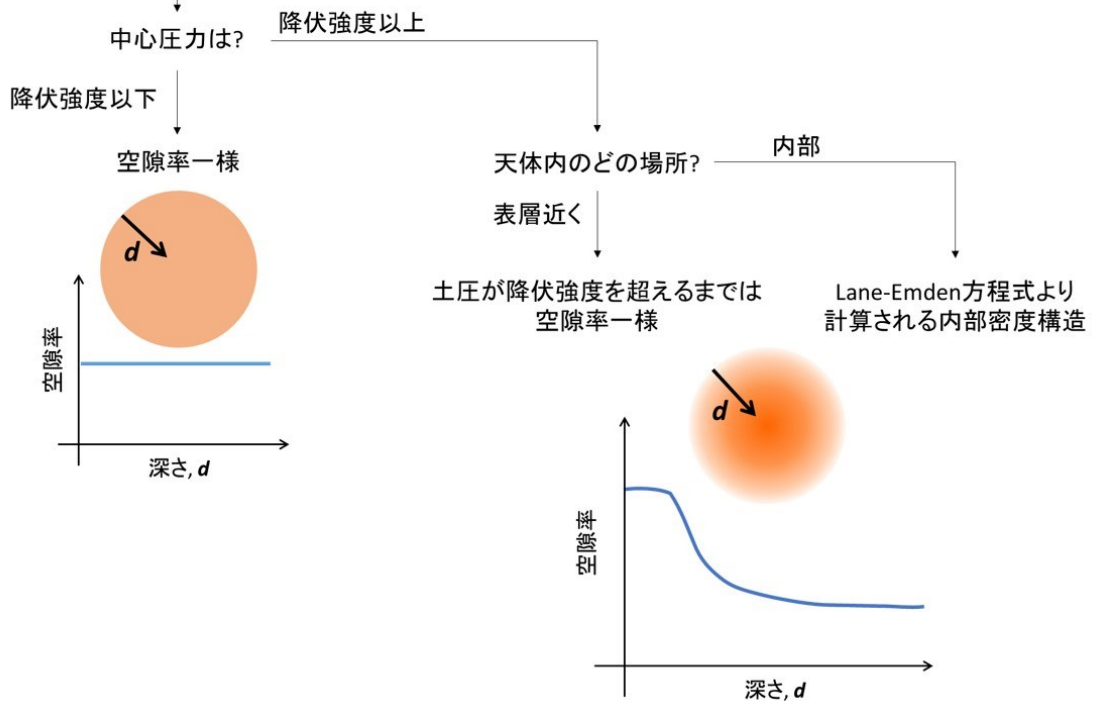


図 4.10 粉粒体天体内部空隙率構造の考え方.

## 5. まとめ

本研究では、自己重力のみによって作られる、天体が持ちうる最も空隙率が高い状態を推測することを目標に、様々な粒子径分布、形状、組成といった粒子特性を持つ試料粉体およびそれらを混合して作成したサンプルの圧密特性を調べた。特に、圧密が始まるのに必要な圧力(降伏圧力)と、圧密が始まったあとの圧密特性に着目して構成粒子の粒子特性との関係を調べた。

本研究で行った実験は以下の3つである。

実験1：低圧下・高空隙率領域での粉体層圧密実験

実験2：粉体層圧密実験

実験3：ダストービーズ混合物の圧密実験

実験1と2では1種類の試料粉体より構成されたサンプルを用いて実験を行った。実験1は特に低圧・高空隙率範囲での圧密特性に着目し、粒子層の降伏圧力を調べた。実験2では実験1よりも圧力が大きく、粒子層が圧密されていく領域での圧密特性を調べた。実験3ではコンドライト母天体構成物質を模擬したダストとビーズの混合試料を用いて粒子層の圧密特性を調べた。

それぞれの実験の詳細と、明らかになったことについて以下にまとめる。

### 実験1：低圧下・高空隙率領域での粉体層圧密実験

試料粉体には粒子径が $10^0$ — $10^1$ ミクロンのオーダーの、粒子径分布、粒子径、粒子組成の異なる6種類を用いた。これらを円筒容器に充填し、任意の空隙率(0.8—0.53)に調整した試料を錘および圧縮試験機にとりつけたピストンで圧密し、降伏強度と試料の空隙率、粒子特性の関係を調べた。サンプル表面にかかる圧力が200もしくは1000 Paから $4 \times 10^5$  Paの圧力範囲で実験を行った。

サンプルの空隙率はある圧力まではほぼ減少しない。また同じ粉体から作製されたが、初期充填率の異なるサンプルの圧密曲線は $\sim 10^5$  Paの高圧領域に達するまで重なりあわなかったことから、圧密特性には粒子の特性だけでなく、初期充填率も影響することがわかった。本研究ではサンプルの空隙率が初期空隙率

の 98 %になる圧力を降伏強度と定義した。構成粒子が同じであれば降伏強度は初期空隙率の減少と共に増加した。不規則形状粒子より構成された、3 種類の粒子径が異なるサンプルは、初期充填率が同じ場合は降伏強度の差があまりみられなかった。降伏強度に対応する圧力下で粒子層構成粒子間に働く力を理論モデル(ルンプの式)より計算して、これを粒子のサイズ、弾性的性質から計算される転がり摩擦力及びすべり摩擦力と比較すると、粒子間に働く力は粒子の粒子径、弾性的性質、表面エネルギーより計算される転がり摩擦力よりは大きく、すべり摩擦力より小さかった。この結果より、降伏強度は粒子の特性と空隙率から制約できることがわかった。

## 実験 2 : 粉体層圧密実験

試料粉体には粒子径が  $10^0$ — $10^2$  ミクロンのオーダーの、初期充填率が 0.02—0.45 となるような、粒子径分布、粒子形状、組成の異なる 11 種類の試料粉体を用いた。また試料粉体を実験前に乾燥させていないサンプルや、充填方法の異なるサンプルも作成して用いることで粒子の乾燥の効果や充填方法の効果を確認した。実験手法は実験 1 の圧縮試験機を用いるものと同じであるが、実験を行った圧力範囲は  $\sim 10^2$ — $4 \times 10^6$  Pa である。

もとの試料粉体と同じであっても、サンプルの初期充填率は粒子を乾燥させたほうが大きく、また試料粉体を容器へのふるい入れでなく、匙で充填した場合のほうが大きかった。これはそれぞれ粒子を乾燥させたことで液化橋力が弱くなったことと、匙で粒子を充填する場合は実験操作の中で圧密された部分がそのまま充填されるため、粒子層内にふるい入れたときよりも充填率の高い領域があったためだと考えられる。サンプル作成方法による充填率の差は最大で  $\sim 0.1$  であった。

圧密特性の特徴としては、粒子径分布幅の狭い試料は圧密されにくかった。これは細かな粒子が大きな粒子間に入り込む効果が小さいことによる。また実験より得られた圧力と充填率の関係はべき関数でよく近似できた。fitting で得られた係数、指数は主に粒子径に依存して変化し、またそれらの関係はひとつの関数で近似できることがわかった。また強く凝集しただまを含む粒子層の場合、圧密特性が粒子ひと粒のサイズではなくだまのサイズによって決まることが示唆された。

### 実験 3：ダスト—ビーズ混合物の圧密実験

混合試料のダストには直径  $1.5 \mu\text{m}$  と  $4.8 \mu\text{m}$  の粒子，ビーズは直径  $1 \text{mm}$  のものを用いて，ダストの体積含有率は  $\sim 1-0.2$  の範囲で変化させた．2 つの粒子を混合し，匙で容器に充填してサンプルを作成した．実験手法は実験 1，2 の，圧縮試験機を用いたものとおおむね同じである．

サンプルのダスト含有率が少ないほど充填率は大きい傾向にある．しかしダスト含有率が  $\sim 0.2$  のサンプルの場合は，初期充填率は大きい，ほとんど圧密されないため圧力が  $\sim 10^4 \text{Pa}$  からはこの関係に従わなくなる場合があることがわかった．またダストのサイズが異なる試料の場合は，ダスト層の圧密特性を反映してダスト含有率がほぼ同じであっても圧密曲線は異なった．

粒子層の圧密特性はダスト層の圧密特性が決められているとして，Yasui and Arakawa (2009)における 2 層モデルに基づいてある圧力下での混合試料の充填率をダストのみのサンプルの圧密特性から計算した．モデル計算結果を実験結果と比較すると，ダスト体積含有率が  $0.5$  よりも多い場合は圧密曲線をダスト物質の圧密曲線からよく計算できており，この場合ダスト—ビーズ混合物の圧密特性はダストの圧密特性に支配されていることがわかった．

本研究で行った実験結果の惑星科学的応用と，明らかになったことについて述べる．

降伏強度は，小惑星重力下で働く土圧を比較することで，レゴリス層最表層と同じ空隙率がどの深さまで保持されているか見積もることができる．

また実験 2 で得た粉体層の圧密特性を近似して得た値を用いると，Lane-Emden 方程式を使って，ある半径の，球形の粉粒体天体の内部空隙率構造を計算することができる．本研究では，圧密特性の異なる構成物より成る 2 つの天体は，大きさ，平均空隙率は同じだが異なる内部密度構造を持ちうることを定量的に示した．また小天体構成物の圧密特性を仮定すればその小天体が持ちうる最も空隙率の高い状態を推定できるので，計算結果と実際の空隙率を比較すれば小惑星内部構造を制約できる．

実験 3 で得られた結果からは，サンプルの圧密特性を近似して得られた値から始原的隕石母天体で考えられる内部空隙率構造の計算を行った．ダスト含有

率が小さいと、またダスト粒子径が大きいと天体の空隙率は小さくなる。また天体が大きいと空隙率は小さくなる。得られた空隙率と天体表面からの距離の関係を用いて Allende 隕石が衝撃圧密を受ける前の空隙率として考えられている、空隙率 $\sim 0.5$ の層があった深さを推定すると、天体半径を 10, 30, 100 km で計算した場合、最も浅かったのはマトリックス粒子サイズが  $4.8 \mu\text{m}$  の半径 100 km の天体の計算結果より 4 m、最も深かったのはマトリックス粒子サイズが  $1.5 \mu\text{m}$  の半径 30 km の天体の計算結果より 20 km 程度であった。また計算より得られた天体のバルク空隙率を観測より得られている小惑星のバルク空隙率と比較した。C型小惑星のバルク空隙率は、ダストに  $1.5 \mu\text{m}$  の粒子を用いて、かつダスト体積含有率が 0.4 よりも大きいサンプルの圧密特性より計算した結果でのみ達成された。このことは多くの高空隙率小惑星が、マトリックスを比較的多く含む炭素質コンドライトの母天体である C型である理由かもしれない。また C型小惑星の典型的なマトリックスサイズは  $4.8 \mu\text{m}$  より小さいであろうことも示唆された。

ある小天体で考えられる、最も空隙率が高い状態での内部空隙率構造は、構成粒子層の降伏強度と圧密特性がわかれば推定することができる。降伏強度は粒子層の粒子径および弾性的性質から計算される粒子間力と、空隙率から制約できることがわかった。そして圧密特性は粉体層の場合は主に構成粒子の粒子径で決まることがわかった。構成要素がコンドライト母天体で考えられるようにミクロンサイズのダストとミリメートルサイズの粒子であるような場合には圧密特性はダスト粒子の粒子径とその含有率によって決まり、C型小惑星のバルク空隙率は  $1.5 \mu\text{m}$  のダスト粒子を体積含有率で 0.4 以上含むような天体の場合に達成されることがわかった。

## 謝辞

この研究を行うにあたり、学部4年時から6年間ご指導頂いた中村昭子准教授に深く感謝致します。お忙しい中毎週のように研究のための話し合いの時間を設けて頂いたことは研究のペースメーカーにもなり、また安心して研究を進めることができました。在学中に3本の投稿論文を発表できたのは、研究の内容だけでなく、英語表現などまできめ細やかな指導を頂いたおかげです。丁寧な指導をして下さる一方で実験手法や装置などを自主的に考え、また装置を自分で製作する機会も多く与えてくださったこと、またたくさんの研究会や学会に参加させて頂き、研究発表や国内外の多くの研究者の方々と知り合う機会を与えてくださったことなど、本当に恵まれた環境を与えてくださったことを感謝致します。

惑星学専攻の荒川政彦教授、巽好幸教授、保井みなみ助教授にはセミナー等で研究に対するたくさんのコメントを頂きました。深く感謝致します。

工作センターの大槻正人様、吉田秀樹様、大和勇一様、義澤康男様、中辻秀憲様、そして技術職員の小川和律様には実験に必要な装置の製作の際たくさんのアドバイスをいただきました。また製作の補助をしてくださいました。深く感謝致します。

本研究で用いた試料粒子の粒子径測定や、電子顕微鏡による形状の観察などは地質学研究室の装置で行いました。これらの測定によって得た粒子径のデータは本研究に不可欠なものでした。地質学研究室の兵頭政幸教授に感謝いたします。

2015年度で惑星宇宙物理学研究室を修士で卒業された米田晴玲様には数値計算に関するたくさんの助言を頂きました。米田様の助言によって行った数値計算は本研究の重要な部分を担っており、彼の助けなくしてはこの研究は完成しませんでした。深く感謝いたします。

本研究では宇宙科学研究所の電子顕微鏡での試料粒子の撮影や圧縮試験機での実験を行いました。宇宙科学研究所の施設運用を行ってくださっており、また装置の使い方の指導をしてくださった、長谷川直様、石山謙様、木内真人様に感謝いたします。また、圧縮試験機の使い方の指導をしてくださった岡本尚也様に感謝いたします。

兵庫県立大学の鈴木道隆教授には粉体の取り扱いや特有の性質に関するたくさんのお話をいただきました。深く感謝いたします。

惑星宇宙物理学グループと実験惑星科学グループの先輩方・後輩には研究においてだけでなく、普段の生活でも色々とお世話になりました。神戸大学における6年間の研究生生活を心身ともに健康に過ごせたのは彼らのおかげでもあると感じています。深く感謝いたします。



## 参考文献

- Adachi, I., Hayashi, C., & Nakazawa, K. (1976). The gas drag effect on the elliptic motion of a solid body in the primordial solar nebula. *Progress of Theoretical Physics*, 56(6), 1756-1771.
- Akridge, G., Benoit, P. H., & Sears, D. W. (1998). Regolith and megaregolith formation of H-chondrites: Thermal constraints on the parent body. *Icarus*, 132(1), 185-195.
- Andert, T. P., Rosenblatt, P., Pätzold, M., Häusler, B., Dehant, V., Tyler, G. L., & Marty, J. C. (2010). Precise mass determination and the nature of Phobos. *Geophysical Research Letters*, 37(9).
- Asphaug, E., Ostro, S. J., Hudson, R. S., Scheeres, D. J., & Benz, W. (1998). Disruption of kilometre-sized asteroids by energetic collisions. *Nature*, 393(6684), 437.
- Baer, J., Chesley, S. R., & Matson, R. D. (2011). Astrometric masses of 26 asteroids and observations on asteroid porosity. *The Astronomical Journal*, 141(5), 143.
- Beitz, E., Güttler, C., Nakamura, A. M., Tsuchiyama, A., & Blum, J. (2013). Experiments on the consolidation of chondrites and the formation of dense rims around chondrules. *Icarus*, 225(1), 558-569.
- Bentley, M. S., Schmied, R., Mannel, T., Torkar, K., Jeszenszky, H., et al., (2016). Aggregate dust particles at comet 67P/Churyumov–Gerasimenko. *Nature*, 537(7618), 73.
- Bernal, J. D. & Mason, J., (1960). Coordination of Randomly Packed Spheres. *Nature* 188, 910-911.
- Blum, J., Schräpler, R., Davidsson, B. J. R., Trigo-Rodríguez, J. M., 2006. Blum, J., Schräpler, R., Davidsson, B. J., & Trigo-Rodríguez, J. M. (2006). The physics of protoplanetary dust agglomerates. I. Mechanical properties and relations to primitive bodies in the solar system. *The Astrophysical Journal*, 652(2), 1768. *Astrophys. J.* 652, 1768-1781.

- Bottke Jr, W. F., Vokrouhlický, D., Rubincam, D. P., & Nesvorný, D. (2006). The Yarkovsky and YORP effects: Implications for asteroid dynamics. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 34, 157-191.
- Burbine, T. H., McCoy, T. J., Meibom, A., Gladman, B., Keil, K., (2002). Meteoritic Parent Bodies: Their Number and Identification. in *Asteroids III*, ed. Bottke, W. F., Jr., Cellino, A., Paolicchi, P., Binzel, R. P. University of Arizona Press, Tucson, pp. 653-667.
- Burnham, N. A., Dominguez, D. D., Mowery, R. L., Colton, R. J., (1990). Probing the Surface Forces of Monolayer Films with an Atomic-Force Microscope. *Phis. Rev. Lett.* 64, 1931-1934.
- Busch, M. W., Ostro, S. J., Benner, L. A. M., Giorgini, J. D., Magri, C., et al., (2007). Arecibo radar observations of Phobos and Deimos. *Icarus* 186, 581–584.
- Chandrasekhar, S., (1957). *An Introduction to the Study of Stellar Structure*. Dover, New York.
- Chesley, S. R., Farnocchia, D., Nolan, M. C., Vokrouhlický, D., Chodas, P. W., et al., (2014). Orbit and bulk density of the OSIRIS-REx target Asteroid (101955) Bennu. *Icarus*, 235, 5-22.
- Cleaver, J. A. S., & Tyrrell, J. W. G. (2004). The influence of relative humidity on particle adhesion—a review of previous work and the anomalous behaviour of soda-lime glass. *KONA Powder and Particle Journal*, 22, 9-22.
- Consolmagno, G. J., Britt, D. T., Macke, R. J., (2008). The significance of meteorite density and porosity. *Chem. Erde* 68, 1-29.
- Delbo, M., Libourel, G., Wilkerson, J., Murdoch, N., Michel, P., et al., (2014). Thermal fatigue as the origin of regolith on small asteroids. *Nature* 508, 233–236.
- Dijksman, J. A., & van Hecke, M. (2009). The role of tap duration for the steady-state density of vibrated granular media. *EPL (Europhysics Letters)*, 88(4), 44001.

- Dominik, C., Tielens, A. G. G. M., (1995). Resistance to rolling in the adhesive contact of two elastic spheres. *Phil. Mag. A* 72, 783-803.
- Dominik, C., Tielens, A. G. G. M., (1996). Resistance to sliding on atomic scales in the adhesive contact of two elastic spheres. *Phil. Mag. A* 73, 1279-1302.
- Dominik, C., Tielens, A. G. G. M., (1997). The physics of dust coagulation and the structure of dust aggregates in space. *Astrophys. J.* 480, 647-673.
- Duran, J., (2000). *Sands, Powders, and Grains: An Introduction of Physics of Granular Materials*. Trans. Reisinger, A. Springer-Verlag, New York.
- Durda, D. D., Chapman, C. R., Cintala, M. J., Flynn., G. J., Strait, M. M., Minnick, A., (2011). Experimental investigation of the impact fragmentation of blocks embedded in regolith. *Meteoritics & Planetary Science* 46, 149–155.
- Durda, D. D., Bagatin, A. C., Alemañ, R. A., Flynn, G. J., Strait, M. M., Clayton, A. N., & Patmore, E. B. (2015). The shapes of fragments from catastrophic disruption events: Effects of target shape and impact speed. *Planetary and Space Science*, 107, 77-83.
- Forman, L. V., Bland, P. A., Timms, N. E., Collins, G. S., Davison, T. M., et al., (2016). Hidden secrets of deformation: Impact-induced compaction within a CV chondrite. *Earth and Planetary Science Letters*, 452, 133-145.
- Fujiwara, A., Kawaguchi, J., Yeomans, D. K., Abe, M., Mukai, T., et al., (2006). The rubble-pile asteroid Itokawa as observed by Hayabusa. *Science*, 312(5778), 1330-1334.
- Fuller, K. N. G., & Tabor, D. (1975). The effect of surface roughness on the adhesion of elastic solids. *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences*, 345(1642), 327-342.
- Grossman, L., & Steele, I. M. (1976). Amoeboid olivine aggregates in the Allende meteorite. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 40(2), 149-155.
- Gundlach, B., Blum, J., (2013). A new method to determine the grain size of planetary regolith. *Icarus* 223, 479-492.

- Güttler, C., Krause, M., Geretshauser, R.J., Speith, R., Blum, J. (2009). The physics of protoplanetary dust agglomerates. IV. Toward a dynamical collision model. *Astrophys. J.* 701, 130-141.
- Heiken, G. H., Vaniman, D. T., French, B. M., (1991). *Lunar Sourcebook - A user's guide to the moon*. Cambridge Univ. Press, Cambridge.
- Heim, L-O., Blum, J., Preuss, M., Butt, H-J., (1999). Adhesion and Friction Forces between Spherical Micrometer-Sized Particles. *Phys. Rev. Lett.* 83, 3328-3331.
- Henke, S., Gail, H. -P., Trieloff, M., Schwarz, W.H., Kleine, T., (2012). Thermal evolution and sintering of chondritic planetesimals. *A&A* 537, A45.
- Hezel, D. C., Elangovan, P., Viehmann, S., Howard, L., Abel, R. L., & Armstrong, R. (2013). Visualisation and quantification of CV chondrite petrography using micro-tomography. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 116, 33-40.
- Hood, L. L., & Horanyi, M. (1991). Gas dynamic heating of chondrule precursor grains in the solar nebula. *Icarus*, 93(2), 259-269.
- Hood, L. L., & Horanyi, M. (1993). The nebular shock wave model for chondrule formation: One-dimensional calculations. *Icarus*, 106(1), 179-189.
- Housen, K. R., Holsapple, K. A., & Voss, M. E. (1999). Compaction as the origin of the unusual craters on the asteroid Mathilde. *Nature*, 402(6758), 155.
- Iikawa, N., Bandi, M. M., & Katsuragi, H. (2018). Force-chain evolution in a two-dimensional granular packing compacted by vertical tappings. *Physical Review E*, 97(3), 032901.
- Jacobsen, B., Yin, Q. Z., Moynier, F., Amelin, Y., Krot, A. N., et al., (2008).  $^{26}\text{Al}$ – $^{26}\text{Mg}$  and  $^{207}\text{Pb}$ – $^{206}\text{Pb}$  systematics of Allende CAIs: canonical solar initial  $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$  ratio reinstated. *Earth and Planetary Science Letters*, 272(1-2), 353-364.

- Johnson, K.L., Kendall, K., Roberts, A.D., (1971). Surface energy and the contact of elastic solids. *Proc. R. Soc. Lond. Ser. A: Math. Phys. Sci.* 324, 301–313.
- Jorda, L., Gaskell, R., Capanna, C., Hviid, S., Lamy, P., et al., (2016). The global shape, density and rotation of Comet 67P/Churyumov-Gerasimenko from preperihelion Rosetta/OSIRIS observations. *Icarus*, 277, 257-278.
- Kataoka, A., Tanaka, H., Okuzumi, S., Wada, K., (2013a). Static compression of porous dust aggregates. *A&A* 554, A4.
- Kataoka, A., Tanaka, H., Okuzumi, S., Wada, K., (2013b). Fluffy dust forms icy planetesimals by static compression. *A&A* 557, L4.
- Kawakita, K., Lüdde, K-H., (1969). Some Considerations on Powder Compression Equations. *Powder Technol.* 4, 61-68.
- Kaye, G. W. C., Laby, T. H., (2005). Tables of Physical & Chemical Constants (16th edition 1995). 2.2.2 Elasticities and strengths. Kaye & Laby Online. Version 1.0, [www.kayelaby.npl.co.uk](http://www.kayelaby.npl.co.uk)
- Kendall, K., Alford, N. M., Birchall, J. D., (1987). A new method for measuring the surface energy of solids. *Nature* 325, 794-796.
- Kimura, H., Wada, K., Senshu, H., Kobayashi, H., (2015). Cohesion of amorphous silica spheres: Toward a better understanding of the coagulation growth of silicate dust aggregates. *Astrophys. J.* 812, 67.
- Kiuchi, M., Nakamura, A. M., (2014). Relationship between regolith particle size and porosity on small bodies. *Icarus* 239, 291-293.
- Krot, A. N., Petaev, M. I., Russell, S. S., Itoh, S., Fagan, T. J., et al., (2004). Amoeboid olivine aggregates and related objects in carbonaceous chondrites: records of nebular and asteroid processes. *Chemie der Erde-Geochemistry*, 64(3), 185-239.
- Lichtenberg, T., Golabek, G. J., Gerya, T. V., & Meyer, M. R. (2016). The effects of short-lived radionuclides and porosity on the early thermo-mechanical evolution of planetesimals. *Icarus*, 274, 350-365.

- Love, S.G., Hörz, F., Brownlee, D. E., (1993). Target Porosity Effects in Impact Cratering and Collisional Disruption. *Icarus* 105, 216-224.
- Machii, N., Nakamura, A. M., Güttler, C., Beger, D., Blum, J., (2013). Collision of a chondrule with matrix: Relation between static strength of matrix and impact pressure. *Icarus* 226, 111–118.
- Macke, R. J., Consolmagno, G. J., & Britt, D. T. (2011). Density, porosity, and magnetic susceptibility of carbonaceous chondrites. *Meteoritics & Planetary Science*, 46(12), 1842-1862.
- Magri, C., Consolmagno, G. J., Ostro, S. J., Benner, L. A. M., Beeney, B. R., (2001). Radar constraints on asteroid regolith properties using 433 Eros as ground truth. *Meteoritics & Planetary Science* 36, 1697–1709.
- Mitchell, J. K., Houston, W. N., Carrier, W. D. III., Costes, N. C., (1974). Apollo Soil Mechanics Experiment S-200. Final report, NASA Contact NAS 9-11266., Space Sciences Laboratory Series 15, Issue 7, Univ. of California, Berkeley.
- Nagasawa, M., Tanaka, K. K., Tanaka, H., Nakamoto, T., Miura, H., & Yamamoto, T. (2014). Revisiting Jovian-Resonance Induced Chondrule Formation. *The Astrophysical Journal Letters*, 794(1), L7.
- Nakamura, A. M., Setoh, M., Wada, K., Yamashita, Y., Sangen, K., (2013). Impact and intrusion experiments on the deceleration of low-velocity impactors by small-body regolith. *Icarus* 223, 222-233.
- Nutting, P. G., (1921). A New General Law of Deformation. *J. Franklin Inst.* 191, 679-685.
- Okamoto, T., Nakamura, A. M. (2017). Scaling of impact-generated cavity-size for highly porous targets and its application to cometary surfaces. *Icarus* 292, 234-244.
- Okuzumi, S., Tanaka, H., Kobayashi, H., & Wada, K. (2012). Rapid coagulation of porous dust aggregates outside the snow line: a pathway to successful icy planetesimal formation. *The Astrophysical Journal*, 752(2), 106.

- Omura, T., Nakamura, A. M., (2017). Experimental study on compression property of regolith analogues. *Planet. Space. Sci.* 149, 14-22.
- Omura T., Kiuchi, M., Güttler, C., Nakamura, A. M., (2016). Centrifugal Experiments with Simulated Regolith: Effects of Gravity, Size Distribution, and Particle Shape on Porosity. *Trans. JSASS Aerospace Tech. Japan* 14, Pk\_17-Pk\_21.
- Ostro, S. J., Benner, L. A. M., Nolan, M. C., Magri, C., Giorgini, J. D., et al., (2004). Rader observations of asteroid 25143 Itokawa (1998 SF36). *Meteoritics & Planetary Science* 39, 407-424.
- Perko, H. A., Nelson, J. D., Sadeh W. Z., (2001). Surface cleanliness effect on lunar soil shear strength. *J. Geotech. Geoenviron. Eng.* 127, 371-383.
- Philippe, P., & Bideau, D. (2002). Compaction dynamics of a granular medium under vertical tapping. *EPL (Europhysics Letters)*, 60(5), 677.
- Ralchenko, M., Britt, D. T., Samson, C., Herd, C. D. K., Herd, R. K., & McCausland, P. J. A. (2014, March). Bulk physical properties of the Tagish Lake meteorite frozen pristine fragments. In *Lunar and Planetary Science Conference (Vol. 45, p. 1021)*.
- Rojo, P., & Margot, J. L. (2011). Mass and density of the B-type Asteroid (702) Alauda. *The Astrophysical Journal*, 727(2), 69.
- Rumpf, H., (1970). Zur Theorie der Zugfestigkeit von Agglomeraten bei Kraftübertragung an Kontaktpunkten. *Chemie. Ing. Techn.* 42, 538-540.
- Sakatani, N., Ogawa, K., Iijima, Y., Arakawa, M., Tanaka, S., (2016). Compressional stress effect on thermal conductivity of powdered materials: Measurements and their implication to lunar regolith. *Icarus* 267, 1-11.
- Scott-Blair, G. W., Caffyn, J. E., (1949). VI. An application of the theory of quasi-properties to the treatment of anomalous strain-stress relations, *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 40, 80-94.
- Scott-Blair, G. W., Coppen, F. M. V., (1940). Compression of Cylinders of Soft Materials. *Nature* 146, 840.

- Sears, D. W. G., (2015). The Explored Asteroids: Science and Exploration in the Space Age. *Space Sci Rev* 194, 139–235.
- Seizinger, A., & Kley, W. (2013). Bouncing behavior of microscopic dust aggregates. *Astronomy & Astrophysics*, 551, A65.
- Sirono, S., (2004). Conditions for collisional growth of a grain aggregate. *Icarus* 167, 431-452.
- Smith, W. O., Foote, P. D., & Busang, P. F. (1929). Packing of homogeneous spheres. *Physical Review*, 34(9), 1271.
- Spinner, S., (1962). Temperature dependence of elastic constants of vitreous silica. *J. Am. Ceram. Soc.* 45, 394.
- Sulukcu, S., & Ulusay, R. (2001). Evaluation of the block punch index test with particular reference to the size effect, failure mechanism and its effectiveness in predicting rock strength. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 38(8), 1091-1111.
- Suzuki, M., Ojima, K., Iimura, K., Hirota, M., (2004). Measurement of vertical voidage distribution in powder packed bed using X-ray micro computed tomography – Comparison between piston compression and centrifugal compression –. *J. Soc. Powder Technol., Japan*, 41, 663-667 (in Japanese).
- Taneya, S., & Sone, T. (1962). *Journal of the Japan Society for Testing Materials*, 11, 289 (in Japanese)
- Tedesco, E. F., Noah, P. V., Noah, M., & Price, S. D. (2002). The supplemental IRAS minor planet survey. *The Astronomical Journal*, 123(2), 1056.
- Thomas, P.C., Parker, J. W., McFadden, L. A., Russell, C. T., Stern, S. A., et al., (2005). Differentiation of the asteroid Ceres as revealed by its shape. *Nature* 437, 224–226.
- Thrane, K., Bizzarro, M., & Baker, J. A. (2006). Extremely brief formation interval for refractory inclusions and uniform distribution of <sup>26</sup>Al in the early solar system. *The Astrophysical Journal Letters*, 646(2), L159.
- Toriumi, M. (1989). Grain size distribution of the matrix in the Allende chondrite. *Earth and planetary science letters*, 92(2), 265-273.



- Tsubaki, J. Jimbo, G., (1984). Theoretical analysis of the tensile strength of a powder bed. *Powder Technology* 37, 219-227.
- Tsuchiyama, A., Uesugi, M., Matsushima, T., Michikami, T., Kadono, T., et al., (2011). Three-dimensional structure of Hayabusa samples: origin and evolution of Itokawa regolith. *Science* 333, 1125-1128.
- Valverde, J. M., Ramos, A., Castellanos, A., & Watson, P. K. (1998). The tensile strength of cohesive powders and its relationship to consolidation, free volume and cohesivity. *Powder Technology*, 97(3), 237-245.
- Wada, K., Nakamura, A. M., (2012). Numerical Simulations of Penetration into Porous Granular Targets. In 43rd Lunar and Planetary Science Conference, The Woodlands, Texas. LPI Contribution No. 1659, id.1803
- Wada, K., Tanaka, H., Suyama, T., Kimura, H., & Yamamoto, T. (2011). The rebound condition of dust aggregates revealed by numerical simulation of their collisions. *The Astrophysical Journal*, 737(1), 36.
- Wade, W. H. (1965). The coordination number of small spheres. *The Journal of Physical Chemistry*, 69(1), 322-326.
- Watanabe, S. & Joint Hayabusa2 Science Team, (2018). A reshaped ruccler-pile asteroid Ryugu as observed by Hayabusa2. In Hayabusa 2018 : 6th Symposium of Solar System Materials Abstract.
- Weidenschilling, S. J. (1977). Aerodynamics of solid bodies in the solar nebula. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 180(2), 57-70.
- Weidling, R., Güttler, C., Blum, J., & Brauer, F. (2009). The physics of protoplanetary dust agglomerates. III. Compaction in multiple collisions. *The Astrophysical Journal*, 696(2), 2036.
- Weidling, R., Güttler, C., & Blum, J. (2012). Free collisions in a microgravity many-particle experiment. I. Dust aggregate sticking at low velocities. *Icarus*, 218(1), 688-700.
- Weisberg, M. K., McCoy, T. J., & Krot, A. N. (2006). Systematics and evaluation of meteorite classification. In: *Meteorites and the Early Solar System II*, D. S. Lauretta and H. Y. McSween Jr. (eds.), University of Arizona Press, Tucson, 943 pp., p.19-52

- Wilkison, S. L., & Robinson, M. S. (2000). Bulk density of ordinary chondrite meteorites and implications for asteroidal internal structure. *Meteoritics & Planetary Science*, 35(6), 1203-1213.
- Willner, K., Oberst, J., Hussmann, H., Wählisch, M., Scholten, F., et al., (2009, September). Phobos Geodesy and Cartography. In *European Planetary Science Congress 2009* (p. 787).
- Winkler, R., Poelchau, M. H., Moser, S., & Kenkmann, T. (2016). Subsurface deformation in hypervelocity cratering experiments into high - porosity tuffs. *Meteoritics & Planetary Science*, 51(10), 1849-1870.
- Yano, H., Kubota, T., Miyamoto, H., Okada, T., Scheeres, D., et al., (2006). Touchdown of the Hayabusa Spacecraft at the Muses Sea on Itokawa. *Science* 312, 1350-1353.
- Yasui, M., Arakawa, M., (2009). Compaction experiments on ice-silica particle mixtures: Implication for residual porosity of small icy bodies. *J. Geophys. Res.* 114. E09004.
- Yasui, M., Arakawa, M., Hasegawa, S., Fujita, Y., & Kadono, T. (2012). In situ flash X-ray observation of projectile penetration processes and crater cavity growth in porous gypsum target analogous to low-density asteroids. *Icarus*, 221(2), 646-657.
- Yoshikawa, M., Kawaguchi, J., Fujiwara, A., & Tsuchiyama, A. (2015). Hayabusa sample return mission. *Asteroids IV*, 1, 397-418.
- 椿淳一郎. (1984). Rumpf 式の新たな解釈とその応用. *粉体工学会誌*, 21(1), 30-39.
- 鳥海光弘, 河村雄行, 大野一郎, 赤萩正樹, 川寄智佑, 清水洋. (1996). 地球惑星物質科学. *岩波講座 地球惑星科学*, 5.
- 松井孝典, 永原裕子, 藤原顕, 渡邊誠一郎, 井田茂, 阿部豊, 中村正人, 小松吾郎, & 山本哲生. (1997). 比較惑星学. *岩波講座 地球惑星科学*, 12.
- 上垣外修己, & 神谷信雄. (1998). セラミックスの物理. *内田老鶴圃*, 60.
- 森下智博(2018). *材料力学 II*. 森北出版株式会社.
- 檀上和美, 大塚昭信. (1980). 2, 3 の有機粉体の付着凝集性および充填性におよぼす温度の影響. *YAKUGAKU ZASSHI*, 100(9), 893-899.

木村眞, 野口高明. (2013). エポックメイキングな隕石たち (その 1): Allende  
隕石. 日本惑星科学会誌遊星人, 22(4), 252-254.

クオドラントポリペンコジャパン技術資料

[http://www.polypenco.co.jp/products/catalog/pdf/MCTECH\\_BUSSEI\\_06.pdf](http://www.polypenco.co.jp/products/catalog/pdf/MCTECH_BUSSEI_06.pdf)(

2019年1月11日閲覧)

## 付録

表 A1 実験 2 の条件と実験結果の fitting で得られた値.

表 A2 先行研究のデータから得た  $n$  と  $K'$  の値.

表 A3 実験 3 の実験条件と実験結果の fitting で得られた値.

補章 : Allende 隕石のマトリックス体積含有率

表 A1 実験 2 の条件と実験結果の fitting で得られた値.

No.	試料	容器 内径 (mm)	容 器 深さ ( mm)	ピストン 太さ (mm)	圧密開始深さ	圧力範囲 (Pa)	K'	n
181119A-1	Silica powder (1.5 μm)	58.8	33	58		<4×10 <sup>6</sup>	(1.8336±0.0098)×10 <sup>9</sup>	(1.12881±0.00055)×10 <sup>-1</sup>
150310A-6	Silica sand (13 μm)	58	33	57.7	埋め込み 2 mm	<4×10 <sup>5</sup>	(4.95±0.49)×10 <sup>12</sup>	(4.437±0.025)×10 <sup>-2</sup>
150310A-1	Silica sand (19 μm)	58	33	57.7	埋め込み 2 mm	<4×10 <sup>5</sup>	(6.32±0.45)×10 <sup>11</sup>	(4.244±0.019)×10 <sup>-2</sup>
150316A-4	Silica sand (73 μm)	58	33	57.7	埋め込み 1 mm	<4×10 <sup>5</sup>	(4.22±0.36)×10 <sup>21</sup>	(2.0113±0.0045)×10 <sup>-2</sup>
160624A-1	Silica beads (1.7 μm)	19.9	17.3	19.6		<4×10 <sup>5</sup>	(8.35±0.23)×10 <sup>6</sup>	(2.201±0.013)×10 <sup>-1</sup>
160624A-2	Silica beads (1.7 μm)	19.9	17.3	19.6		<4×10 <sup>5</sup>		
160630A-1	Silica beads (1.7 μm)	19.9	17.3	19.6		<4×10 <sup>5</sup>		
170429A-1	Fly ash (4.8 μm)	58	33	57		<4×10 <sup>5</sup>	(1.649±0.025)×10 <sup>8</sup>	(8.134±0.014)×10 <sup>-2</sup>
181113A-1	Fly ash (4.8 μm)	58.8	33	58		<4×10 <sup>6</sup>	(1.467±0.046)×10 <sup>9</sup>	(6.187±0.017)×10 <sup>-2</sup>
150310A-2	Fly ash (4.8 μm)	58	33	57.7	埋め込み 2 mm	<4×10 <sup>6</sup>	(2.578±0.048)×10 <sup>9</sup>	(6.423±0.013)×10 <sup>-2</sup>
170430A-3	Glass beads (18 μm)	58	33	57		<4×10 <sup>5</sup>	(2.951±0.093)×10 <sup>16</sup>	(2.3496±0.0027)×10 <sup>-2</sup>
150726-1	Glass beads (18 μm)	58	33	57.7	埋め込み 2mm	<4×10 <sup>5</sup>	(9.64±0.93)×10 <sup>11</sup>	(4.009±0.023)×10 <sup>-2</sup>
150728-1	Glass beads (18 μm)	58	33	57.7	埋め込み 0.5mm	<4×10 <sup>5</sup>	(9.55±0.79)×10 <sup>11</sup>	(3.901±0.018)×10 <sup>-2</sup>
150726A-2	Glass beads (18 μm)	58	33	57.7	埋め込み 2mm	<4×10 <sup>6</sup>	(2.02±0.41)×10 <sup>17</sup>	(2.222±0.017)×10 <sup>-2</sup>
150728-2	Glass beads (18 μm)	58	33	57.7	埋め込み 0.5mm	<4×10 <sup>6</sup>	(7.4±1.1)×10 <sup>15</sup>	(2.441±0.015)×10 <sup>-2</sup>
190225A-1	Serpentinite (10 μm)	58.8	33	58		<4×10 <sup>6</sup>	(6.92±0.16)×10 <sup>8</sup>	(9.048±0.020)×10 <sup>-2</sup>
160711A-1	Alumina (0.1 μm)	19.9	17.3	19.6		<4×10 <sup>5</sup>	(1.213±0.035)×10 <sup>11</sup>	(2.3165±0.0056)×10 <sup>-1</sup>
160711A-2	Alumina (0.1 μm)	19.9	17.3	19.6		<4×10 <sup>5</sup>		
160711A-3	Alumina (0.1 μm)	19.9	17.3	19.6		<4×10 <sup>5</sup>		

表 A1 続き.

180705A-7	Alumina (1.0 $\mu\text{m}$ )	58	33	57		$<4 \times 10^6$	$(6.18 \pm 0.28) \times 10^8$	$(1.2949 \pm 0.0066) \times 10^{-1}$
151108-8	Alumina (1.0 $\mu\text{m}$ )	58	33	57.7	埋め込み 2 mm	$<4 \times 10^6$	$(4.04 \pm 0.1) \times 10^9$	$(1.093 \pm 0.0029) \times 10^{-1}$
150925-8	Alumina (1.7 $\mu\text{m}$ )	58	33	57.7	埋め込み 2 mm	$<4 \times 10^6$	$(1.981 \pm 0.016) \times 10^8$	$(1.425 \pm 0.0018) \times 10^{-1}$
151224A-1	Alumina (1.8 $\mu\text{m}$ )	58	33	57.7	埋め込み 2 mm	$<4 \times 10^6$	$(2.15 \pm 0.1) \times 10^{11}$	$(6.527 \pm 0.023) \times 10^{-2}$
151120A-1	Alumina (4.5 $\mu\text{m}$ )	58	33	57.7	埋め込み 2 mm	$<4 \times 10^5$	$(1.83 \pm 0.12) \times 10^{11}$	$(7.414 \pm 0.033) \times 10^{-2}$
150310A-3	Alumina (4.5 $\mu\text{m}$ )	58	33	57.7	埋め込み 2 mm	$<4 \times 10^6$	$(5.53 \pm 0.24) \times 10^{13}$	$(5.294 \pm 0.012) \times 10^{-2}$
150316A-1	Alumina (4.5 $\mu\text{m}$ )	58	33	57.7	埋め込み 2 mm	$<4 \times 10^6$	$(3.39 \pm 0.15) \times 10^{13}$	$(5.43 \pm 0.014) \times 10^{-2}$
170427A-1	Alumina (6.5 $\mu\text{m}$ )	58	33	57		$<4 \times 10^5$	$(7.36 \pm 0.54) \times 10^{11}$	$(5.463 \pm 0.023) \times 10^{-2}$
151224A-2	Alumina (6.5 $\mu\text{m}$ )	58	33	57.7	埋め込み 2 mm	$<4 \times 10^6$	$(1.208 \pm 0.083) \times 10^{16}$	$(3.4334 \pm 0.0098) \times 10^{-2}$
170428A-1	Alumina (15 $\mu\text{m}$ )	58	33	57		$<4 \times 10^5$	$(3.13 \pm 0.22) \times 10^{12}$	$(4.761 \pm 0.018) \times 10^{-2}$
151106-8	Alumina (15 $\mu\text{m}$ )	58	33	57.7	埋め込み 2 mm	$<4 \times 10^6$	$(6.2 \pm 1.1) \times 10^{18}$	$(2.6 \pm 0.015) \times 10^{-2}$
170428A-4	Alumina (23 $\mu\text{m}$ )	58	33	57		$<4 \times 10^5$	$(6.9 \pm 1.3) \times 10^{19}$	$(2.559 \pm 0.014) \times 10^{-2}$
150310A-4	Alumina (23 $\mu\text{m}$ )	58	33	57.7	埋め込み 2 mm	$<4 \times 10^6$	$(4.06 \pm 0.55) \times 10^{20}$	$(2.5302 \pm 0.0099) \times 10^{-2}$
150316A-2	Alumina (23 $\mu\text{m}$ )	58	33	57.7	埋め込み 2 mm	$<4 \times 10^6$	$(2 \pm 0.26) \times 10^{20}$	$(2.5667 \pm 0.0099) \times 10^{-2}$
151109A-1	Alumina (59 $\mu\text{m}$ )	58	33	57.7	埋め込み 1 mm	$<4 \times 10^6$	$(4.1 \pm 1.1) \times 10^{26}$	$(1.4058 \pm 0.0079) \times 10^{-2}$
150310A-5	Alumina (77 $\mu\text{m}$ )	58	33	57.7	埋め込み 2 mm	$<4 \times 10^6$	$(1.49 \pm 0.82) \times 10^{29}$	$(1.31 \pm 0.014) \times 10^{-2}$
150316A-3	Alumina (77 $\mu\text{m}$ )	58	33	57.7	埋め込み 1 mm	$<4 \times 10^6$	$(1.5 \pm 1.1) \times 10^{35}$	$(1.01 \pm 0.011) \times 10^{-2}$

圧密開始深さが示されていないものはピストンが試料表面以上の高さにある状態で実験を開始した。

表 A2 先行研究のデータから得た  $n$  と  $K'$  の値.

粒子	$K'$	$n$	Ref.
Silica sphere (1.5 $\mu\text{m}$ )	$(8.6 \pm 3.9) \times 10^5$	$(3.420 \pm 0.043) \times 10^{-1}$	Güttler et al. (2009)
Numerical simulation	$4.7 \times 10^5$ (Ice 0.2 $\mu\text{m}$ ) $6.6 \times 10^3$ (Silica 1.3 $\mu\text{m}$ )	0.50	Kataoka et al. (2013a)

表 A3 実験 3 の実験条件と実験結果の fitting で得られた値.

No.	ダスト 粒子	ダスト 体積 含有率	容器 素材	容器 内径 (mm)	容器 深さ (mm)	ピス トン 太さ (mm)	初期 充填率	平均 充填率	±	試 験 機	K'	n
*181113A-1	FA	1	SUS	58.8	33.0	58.0	0.397	0.386	0.011		$(1.467 \pm 0.046) \times 10^9$	$(6.187 \pm 0.017) \times 10^{-2}$
180821A-1			Nylon	60.0	34.0	58.0	0.375					
*181119A-2		0.74	SUS	58.8	33.0	58.0	0.423	0.422	0.012		$(1.96 \pm 0.11) \times 10^8$	$(6.380 \pm 0.036) \times 10^{-2}$
180703A-1				58.0	33.0	57.0	0.439			T		
180703A-2				58.0	33.0	57.0	0.433			T		
180703A-3				58.0	33.0	57.0	0.403			T		
180704A-5			Nylon	60.8	34.0	58.0	0.417			T		
180722A-1				60.8	34.0	58.0	0.415					
*181119A-3		0.56	SUS	58.8	33.0	58.0	0.4859	0.4954	0.0075		$(1.982 \pm 0.091) \times 10^8$	$(5.189 \pm 0.024) \times 10^{-2}$
180704A-1				58.0	33.0	57.0	0.5068			T		
181024A-2			Nylon	60.0	34.0	58.0	0.4938					
181025A-1				60.0	34.0	56.5	0.4952					
*181119A-4		0.40	SUS	58.8	33.0	58.0	0.5445	0.5494	0.0067		$(1.83 \pm 0.11) \times 10^8$	$(4.350 \pm 0.025) \times 10^{-2}$
180704A-2				58.0	33.0	57.0	0.5568			T		
181029A-1			Nylon	51.0	29.0	50.0	0.5550					
181029A-4				60.8	34.0	56.5	0.5412					
*180704A-3		0.24	SUS	58.0	33.0	57.0	0.6301	0.6249	0.0052	T	$(5.2 \pm 2.3) \times 10^{12}$	$(1.749 \pm 0.040) \times 10^{-2}$
180722A-2			Nylon	60.0	34.0	58.0	0.6198					



表 A3 続き.

*181119A-1	SP	1	SUS	58.8	33.0	58.0	0.1872	0.1971	0.0076		$(1.8336 \pm 0.0098) \times 10^9$	$(1.12881 \pm 0.00055) \times 10^{-1}$
181007A-1			Nylon	60.0	34.0	58.0	0.2056					
181009A-1				60.0	34.0	58.0	0.1984					
*181117A-2		0.73	SUS	58.8	33.0	55.4	0.2317	0.2383	0.0067		$(8.527 \pm 0.079) \times 10^8$	$(1.02807 \pm 0.00091) \times 10^{-1}$
181007A-2			Nylon	60.0	34.0	58.0	0.2475					
181009A-2				60.0	34.0	58.0	0.2358					
*181117A-1		0.53	SUS	58.8	33.0	55.4	0.2904	0.3016	0.0090		$(6.561 \pm 0.099) \times 10^8$	$(8.909 \pm 0.013) \times 10^{-2}$
181011A-1			Nylon	60.0	34.0	58.0	0.3021					
181030A-1				60.8	34.0	56.5	0.3123					
*181117A-3		0.38	SUS	58.8	33.0	55.4	0.3484	0.3485	0.0053		$(8.076 \pm 0.02) \times 10^8$	$(7.303 \pm 0.017) \times 10^{-2}$
181007A-3			Nylon	60.0	34.0	58.0	0.3546					
181007A-4				60.0	34.0	58.0	0.3509					
181007A-5				60.0	34.0	56.5	0.3402					
*181127A-2		0.22		58.8	33	58	0.4175	-			$(2.93 \pm 0.17) \times 10^9$	$(5.381 \pm 0.026) \times 10^{-2}$

Run No.の左に\*があるデータを議論に用いた. ダスト粒子で FA と示されているのは Fly ash (4.8  $\mu\text{m}$ ), SP と示されているのは Silica powder (1.5  $\mu\text{m}$ )である. 試験機の欄に T とあるものは宇宙科学研究所の TENSIRON-2.5T で, そのほかのものは神戸大学の EZ-Graph で実験を行った.

## 補章：Allende 隕石のマトリックス体積含有率

Hezel et al. (2013)において、Allende 隕石内の構成物質含有率が X 線トモグラフィによって調べられている。含有率は、ボクセルの 1 辺が 11.3 μm であるデータから、各ボクセルが何であるかから計算された。結果を表 S1 に示す。また、Macke et al. (2011)で測定された、隕石を直径 700-800 μm のガラスビーズに埋めて測定したバルクの体積とヘリウムガスによるガス置換法で求めた粒子体積より求められる空隙率の平均も表 S1 には示してある。Hezel らによって得られた空隙率(0.08%)は Macke らによって得られた空隙率(~20%)よりもずっと小さい。これは X 線トモグラフィの解像度の問題で、ボクセルよりも小さな空隙が見えていなかったためと考えられている。これらのデータから本研究では Allende 隕石のマトリックス含有率を以下のように計算した：まず、本研究でマトリックス粒子の含有率と呼ぶものは、空隙を考えない、固体粒子が占めている体積のうちマトリックス粒子が占めている割合である。マトリックス粒子が占めている体積というのは、見えていない空隙を含む、マトリックス層が占める体積から、実際の空隙から見えている空隙を除いたものを引いた値として、以下のように計算される：

$$63.07 - (21.9 - 0.08) = 41.25$$

この~40%という値は、空隙を含んだ隕石全体の体積に対するマトリックス粒子の占める体積割合である。次に、マトリックス粒子以外のものが占める体積というのは、マトリックスでも、空隙でもない体積の割合として以下のように計算される：

$$100 - 63.07 - 0.08 = 36.85$$

この、~37%という割合は空隙を含んだ隕石全体の体積に対する割合である。上の 2 つの値から、粒子が占める体積の中でのマトリックスとそれ以外のものの体積比率を考えてマトリックス体積含有率~0.5 が導かれた。

表 A4 Allende 隕石の構成物質体積含有率と空隙率.

	Ref.	
	Hezel et al. (2013)	Macke et al. (2011)
コンドリュールと CAI (%)	35.07	-
Compound chondrules (%)	1.75	-
マトリックス (%)	63.07	-
空隙(率) (%)	0.08	21.9 (52 個の平均)