

PDF issue: 2025-06-17

低強度粗粒レゴリスで覆われた小惑星表面の衝突クレーターと衝突励起振動に関する実験的研究

山本,裕也

<mark>(Degree)</mark> 博士(理学)

(Date of Degree) 2023-03-25

(Date of Publication) 2024-03-01

(Resource Type) doctoral thesis

(Report Number) 甲第8590号

(URL) https://hdl.handle.net/20.500.14094/0100482338

※ 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。



学位論文

低強度粗粒レゴリスで覆われた小惑星表面の衝突 クレーターと衝突励起振動に関する実験的研究

> 令和5年1月 神戸大学大学院理学研究科 山本 裕也

要旨

衝突クレーターは固体天体表面に普遍的に存在する地形である.天体同士の衝突は速度数 km s⁻¹から数 10 km s⁻¹にまでおよぶ高速度衝突から,数 m s⁻¹を下回る低速度衝突も存在する.衝突クレーターのサイズは直径 100 km 以上の巨大なものから,数 cm サイズの小さなクレーターまで存在する.大気が非常に薄く,地質活動が極めて少ない 天体では表面地形の更新が起こりにくく,比較的長期にわたって表面状態が保存される. そのため,固体天体表面の衝突クレーターからは衝突体のサイズや衝突速度,天体表層 の強度などの多くの情報を得ることができると期待される.一般的な条件下での衝突現象を理解するためには,スケーリング則を確立する必要がある.広く用いられているクレーターサイズスケーリング則として,次元解析を用いた π スケーリング則と呼ばれるスケーリング則が構築され,衝突実験の結果を基に確立されてきた.

小惑星などの小天体表面は一般にレゴリスと呼ばれる粒子層やボルダーと呼ばれる 大きな岩塊に覆われている.近年の惑星探査により,小天体表面の詳細な状態が観測さ れるようになった.小惑星表面のボルダーは数 100 m から 1 m 以下まで大小様々なサ イズを持ち,力学的強度が小さく高い空隙率を持つボルダーも存在することがわかって きた.また,これまで観測された小惑星の表面は多くの衝突クレーターに覆われていて 表面画像から各天体のクレーターサイズ頻度分布が得られており,比較的最近衝突クレ ーターが形成された若い地域を除いてクレーター数は飽和している.クレーターサイズ 頻度分布を基にこれらの小惑星の表面年代が推定されている.しかしながら,小惑星 Itokawaではクレーター数がこれまでの小天体に比べて少なく,クレーターが不明瞭な 形状をしていた.クレーターサイズ頻度分布から,Itokawaでは直径 10 m 以下のクレ ーター数が少ないことがわかった.同様の傾向が小惑星 Eros でも確認された.Itokawa や Eros での小サイズのクレーター数の欠乏の要因として以下が挙げられる.(1)ボルダ ーの衝突破壊による衝突エネルギーの散逸(アーマリング効果),(2)衝突励起振動による 小さなクレーターの消失,(3)小さいサイズの衝突天体のフラックス不足である.

アーマリング効果は、衝突点近傍に大きなボルダーが存在する時に衝突によってボ ルダーが破壊されることによって、衝突エネルギーが散逸される現象で、砂地に形成さ れるクレーターサイズよりも小さくなるか、クレーターが形成されなくなる.室内実験 により、ボルダーのサイズが衝突体のサイズに比べて同程度以上の大きさである時、ま たはボルダーの力学的強度が十分に小さい時にアーマリング効果によってクレーター 形成効率が低下しうることが確認されている.一方で、小惑星探査機はやぶさ2で実施 した宇宙衝突実験では、小惑星 Ryugu 表面が様々なサイズかつ低強度のボルダーに覆 われていたにもかかわらず、形成されたクレーターは、砂地に形成されるクレーターと 変わらないサイズのクレーターが形成された.ボルダーのサイズや強度がクレーター形 成効率に及ぼす影響(アーマリング効果)を系統的に調べる必要がある.小惑星 Eros 上 のクレーターや Ryugu の SCI クレーター周辺の観測から,レゴリスやボルダーの移動 が確認されており,衝突励起振動により引き起こされた可能性が考えられる.特に小天 体では比較的小規模の衝突であっても,全球的に衝突励起振動の影響を受ける.小クレ ーターの緩和や消失過程を理解するために,衝突励起振動の物理的特性を明らかにする 必要がある.そこで本研究の目的は,(1)ボルダーのサイズや強度がクレーター形成効率 に及ぼす影響を調べ,アーマリング効果を定量化すること,(2)クレーター形成時に起こ る衝突励起振動の物理的特性を明らかにすること,である.

そこで、サイズと強度の異なる粒子で構成された 2 種類の模擬小惑星表面試料を用い てクレーター形成実験を実施した.同時に、試料内部に加速度計を設置することで、衝 突励起振動を計測した.模擬試料には直径 1-4 mm(細粒,平均直径 3 mm)と 1-4 cm(大 玉,平均直径 1.3 cm)の 2 種類の風化凝灰岩粒子を用いた.これらの凝灰岩粒子の圧壊 強度を計測したところ、それぞれ約 60 kPa と 13 kPa で、平均空隙率は 77 %と 85 % とわかった.衝突実験は一段式、二段式の縦型軽ガス銃を用いて行った.一段式ガス銃 を用いた場合は直径 3 mm の密度の異なる 5 種類の弾丸を、衝突速度 50-220m s⁻¹ の 範囲まで加速した.二段式ガス銃を用いた場合は直径 2 mm の密度の異なる 8 種類の 弾丸を、衝突速度 1-4.5 km s⁻¹まで加速した.

第3章では、形成されたクレーターの形状やサイズについて報告する。実験により 形成されたクレーター形状を調べたところ、細粒標的では、お椀型クレーターが形成さ れて弾丸密度が大きくなるほど深さ直径比が増加していたが,大玉標的では,歪な形状 のクレーターが形成され、クレーター深さが構成粒子サイズと同程度であったため、深 さ直径比のばらつきが大きく、クレーターリムが不明瞭だった. 高速度カメラで衝突前 後の衝突点付近の様子を観察すると, 衝突後すぐに細かい砂煙が発生し放出されたのち, 標的粒子が放出されていることが確認でき, 衝突点近傍で弾丸が標的粒子を破壊してい ることがわかった.形成されたクレーターのサイズを運動エネルギー(Ek)で整理すると, 細粒標的と大玉標的ともに, 全体の傾向として運動エネルギーに対して右肩上がりだっ たが, 0.1 J< E_k <0.6 J の範囲でクレーター半径が増加しないオフセット領域が存在し た.また,標的粒子のサイズの違いによるクレーターサイズの違いも見られ,大玉標的 に形成されるクレーターは細粒標的に形成されるクレーターに比べて 0.8 倍程度の大 きさだった。クレーターサイズを π スケール則で整理すると、細粒標的ではオフセッ トを挟んで二つのトレンドがあり、大玉標的では同じ π_2 での細粒標的の π_R と比較し て, π_Rが小さくなることがわかった.このことから従来の重力支配域のクレーターサ イズスケール則では、空隙が大きく、強度が小さい粒状標的に形成されるクレーターサ イズをスケーリングできないことがわかった。

続いて,加速度計によって計測された衝突励起振動の加速度や伝播速度,持続時間 について報告する.衝突地点から距離の異なる位置に加速度計を設置することで衝突励 起振動の伝播速度を計測した. 伝播速度は標的粒子のサイズによって異なるが, 衝突速 度や弾丸の密度に依存しないことがわかり, 細粒標的で 49.7±12.3 m s⁻¹, 大玉標的で 67.0±23.7 m s⁻¹とわかった. これは先行研究の Matsue et al. (2020)の石英砂での衝突 励起振動の伝播速度と同じような速度を持つ. また, 標的の受けた最大加速度(g_{max})とク レーターリム半径で規格化した衝突点距離(x)の関係を調べた結果, 標的粒子のサイズ や弾丸の種類, 衝突速度に依らず最大加速度は規格化距離が増加すると指数関数的に減 少することがわかり, 最大加速度の距離減衰に関する以下の経験式 g_{max} =10^{1.6}×(xR_{rim})^{-1.9} を得た. 得られた経験式から, クレーターリムにおける g_{max} を 35.9 m s⁻²と推定でき, また, g_{max} =1 G となるのは x/R_{rim} =6.6 となる地点であることから, 衝突点からこの範 囲以内の標的粒子は衝突励起振動によって振動し移動している可能性があることが示 唆された. 先行研究の Yasui et al. (2015)や Matsue et al. (2020)のガラスビーズ標的 や石英砂標的での衝突励起振動と比較すると, 距離減衰率がガラスビーズと同程度で, クレーターリムにおける g_{max} は約 0.2 倍の大きさしかないことがわかった.

第4章では、クレーターサイズスケーリング則を改良し、ボルダーのサイズや強度 によるアーマリング効果の定量化を行った。Mizutani et al (1983)で提案されたスケー リング則を改良して、終段階有効エネルギー*I*が衝突点付近での標的粒子の破壊とクレ ーター孔を形成するため粒子の放出の両方に使われていると仮定し、アーマリング効果 を含んだクレーターサイズス ケール則を構築した。衝突の際に破壊された標的粒子の 数*a*を考慮し、標的粒子の破壊に使われるエネルギーを考えることで、クレーター直径 *Dと I、*標的粒子の半径 *d*に関して以下の関係が得られた。 $I = k_3 \left\{ \rho \left(\frac{p}{D_2} \right)^4 + \alpha \delta_t \left(\frac{d}{D_2} \right)^3 \right\}$. ρ は標的バルク密度、 δ_t は標的粒子密度、 D_2^* は典型的なクレーター直径、 k_3 は定数。本研 究のオフセットは*a*を変化させることで表現でき、実験結果から *I* と*a*の関係を求めた ところ、 $\alpha = A \cdot l^n, n \approx 0.98, (A は定数) だった。これらの関係から、アーマリング効果に$ よるクレーターサイズ減少係数*f* $を含んだ <math>\pi$ スケーリング則が以下のように表現できた。 $\pi_R^* = k_5 f \pi_2^{-0.21} \pi_4^{0.20}, f = \left\{ 1 - k_3 A l^{n-1} \delta_t \left(\frac{d}{D_2} \right)^3 \right\}^{1/4}$. 本研究で求まった *n*の値がほぼ 1 であ ったことから、衝突速度が大きくなるほど (π_2 が小さくなるほど)、*a*が大きくなるが、壊 れた標的粒子の数によらず一定の割合でクレーター形成効率が低下することがわかった。

目次

- 1. 序論
 - 1.1 小惑星上におけるクレーター形成
 - 1.1.1 小惑星探查
 - 1.1.2 小惑星上のクレーター
 - **1.2** *π*スケーリング則
 - 1.3 小惑星上におけるアーマリング効果
 - 1.4 小惑星上における衝突励起振動
 - 1.5 本研究の目的
- 2. 実験方法
 - 2.1 衝突実験
 - 2.2 衝突励起振動の計測
- 3. 結果
 - 3.1 衝突クレーターの形状
 - 3.2 クレーターサイズスケール則
 - 3.3 衝突励起振動
 - 3.4 衝突励起振動の伝播速度
 - 3.5 衝突励起振動の最大加速度
 - 3.6 衝突励起振動の持続時間
- 4. 議論
 - 4.1 終段階有効エネルギーを用いたクレーターサイズスケール則
- 5. まとめ
- 参考文献
- 表 1.,2

第1章 序論

1.1 小惑星上におけるクレーター形成

太陽系には,惑星や小惑星,衛星,彗星,太陽系外縁天体など様々な固体天 体が存在し,その表面には衝突クレーターが存在する.このうち,惑星に比べ てサイズが小さい小惑星は,天体の内部温度が高温になりにくく,高温を経験 している時間も短いため,分化度合いが比較的小さい.そのため,小惑星は太 陽系初期の情報を保存していると考えられる.このことから小惑星の衝突進化 史を明らかにすることは我々の太陽系が現在まで形成・進化してきた過程を解 明する手がかりとなる.

1.1.1 小惑星探查

古くは地球上からの望遠鏡による観測として月の観測が行われてきた。こと 小惑星については、望遠鏡による観測では、対象となる天体が小さく点状にし か観測できないため,軌道の観測や光度の測定のみに留まっていた.しかし, 近年では探査機による天体の直接観測が可能となり、様々な天体の詳細なデー タが多く取得できるようになってきた。数十年前から小惑星の探査ミッション が盛んに行われるようになり,1989 年に打ち上げられた探査機 Galileo によっ て初めて小惑星の接近観測が行われ、S型小惑星 951 Gaspra とS型小惑星 243 Ida の高解像度画像が得られた(Belton et al., 1994). Gaspra の表面に は、不規則な形状をした多数の衝突クレーターのほかに、平坦な地域や窪みが 存在することが明らかになり,レゴリスと呼ばれる,宇宙風化の進行した細粒 の岩石粒子の層で覆われていることがわかった. Ida は細長い不規則形状をし た天体であり,Gaspra と同様にレゴリスで覆われており,多数のクレーター を持つ、これらの観測結果から、小惑星の表面には多数の衝突クレーターとレ ゴリスが存在することが明らかになった。また、探査機 NEAR Shoemaker は、C 型小惑星 253 Mathilde を接近飛行したのち、S 型小惑星 433 Eros の軌 道周回と表面への着陸を行い、近赤外線分光計やX線・ガンマ線分光計など 様々な観測機器を用いることで詳細なデータをもたらした(Merline et al., 1998, Trombka et al., 2001). Mathilde はとても暗いことから、炭素質コン

ドライトと同じ組成で出来ていると考えられる. 観測データにより, Mathilde の密度は 1300 ± 200 kg m³と見積もられたが, これは通常の岩石密度

(3000 kg m⁻¹) に比べて半分以下しかない. このことは, 小惑星 Mathilde が 岩塊が重力的に再集積してできた、ラブルパイル天体であることを示唆してい ると考えられる(Yeomans et al., 1997). Eros は細長い天体で, 長径で約35 km のサイズを持つ、地球近傍小惑星の中では最大級の大きさの小惑星であ る。多くの小惑星と同様に、表面はレゴリスで覆われ、衝突クレーターを持 つ.特有の地形としてクレーターの底部が水溜りのように滑らかになった地形 (ポンド地形,図 1.1)が存在する(Dombard et al., 2010). これは天体が高 速度で衝突した際に発生する、衝突励起振動によって Eros 表面のレゴリスが 流動して移動することで、クレーター底部に砂が平たく堆積したためにできたと 考えられている。Erosの平均密度は2670 kg m⁻³と岩石密度に比べてやや小さ いことや、表面に内部構造の影響を受けて多角形になっているクレーターが存 在することなどから, Eros は内部に割れ目を持つ一枚岩のような天体であると 推定されている(Sullivan et al., 2002) 2003 年には, 探査機 Hayabusa が打 ち上げられ、S型小惑星25143 Itokawaの非常に詳細なデータを観測し、初の 小惑星からのサンプルリターンを行った. Itokawa は平均密度(1900 kg m⁻³) とコンドライトの密度 (3200 kg m³)の比較から内部の約 40 %が空隙と推定さ れること,最大のボルダー(大きな礫)の大きさが Itokawa 上のクレーターの形 成時に放出されるボルダーの大きさを遥かに上回っていることから、ラブルパ イル天体であることが示唆された(Fujiwara et al.,2006)。また、これまでに探 査された小惑星では表面がほとんどレゴリスに覆われているのに対して, Itokawa は表面の約80%がボルダーで覆われており、その分布には地域性が ある(図 1.2). さらに, Itokawa 表面に見られるクレーターの数を調べたとこ ろ、直径 10 m 以下のクレーターの数が少ないことがわかった(Marchi et al., 2015). このような小さなクレーター数が欠乏している要因としては、以下の 3つの要因が挙げられている。(1)ボルダーの破壊に伴うクレーター形成効率の 低下(アーマリング効果),(2)衝突励起振動,(3)小さいサイズの衝突体のフラッ クス不足, である. 図 1.3 に小惑星 Itokawa 上に存在するボルダー・ペアを示 す. この地形は1個の大きなボルダーが数個に割れて出来たように見えるボル ダーで,天体の衝突による破壊によって出来た可能性があり, Itokawa では

アーマリング効果が影響する可能性を示唆する。(2)について、Itokawa 上でレ ゴリスが移動している、地球上での地滑り地形のような地形が発見された(図 1.4). これは、表面のレゴリスが振動を受け、流動化することによって起こる 移動が原因で起こったと考えられている。探査機 Hayabusa 2 では C 型小惑星 162173 Ryuguの探査が行われ、サンプルリターンと世界初の小惑星上での人 エクレーター形成実験を行った。Ryugu は平均直径 870 m のコマ型の形状を しており, 平均密度(1200 kg m³)や 10 m を超えるボルダーの存在から, Itokawa と同様に破壊された母天体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高いと考えられている(Watanabe et al., 2019). Ryugu 表面にはレゴリスやボルダーが多く存在していて、それらのサイズ分布や力学 的強度などの物性値が推測されている(Michikami et al., 2019, Grött et al., 2019). その結果, Ryugu には数 m から 50 m を超えるボルダーが存在し, 熱 慣性によってボルダーの強度は 200-280 kPa だと推定されている。サンプルリ ターンによって表面に存在する粒子が地球に持ち帰られ, Ryugu 粒子の密度や 空隙率が測定された(Yada et al., 2022). 図 1.5 に示すように, Ryugu 粒子の バルク密度は 500-2000 kg m³で平均密度 1282±231 kg m³と明らかになり, 空隙率が 46 %と推測された. 小惑星 Ryugu には, Itokawa や Eros とは異な り、衝突励起振動によって緩和した地形が見られない。また、人工クレーター 形成実験により SCI クレーターが形成され, その直径は 14.5 m だった (Arakawa et al., 2020)が、地球上で典型的な砂に形成されるクレーターから 予測されるクレーターサイズと整合的であった。これは、アーマリング効果に よるクレーター形成効率の低下が起こっていないことを示唆する。C型小惑星 である Ryugu では, S型小惑星の Itokawa や Eros ではでは見られたような, 衝突励起振動による地形緩和の証拠やアーマリング効果の寄与がない理由は謎 である。ボルダーの強度や空隙率など天体を構成する粒子の違いがアーマリン グ効果や衝突励起振動に影響を与えた可能性がある.



図 1.1 Eros 上で確認されてポンド地形(Dombard et al., 2010). クレータ ー 底部にレゴリスが堆積している.



図 1.2 小惑星 Itokawa の表面画像(JAXA). 多くのボルダーが存在し、レゴリスに地域性が見られる.



図 1.3 小惑星 Itokawa 上のボルダー・ペア. (JAXA). 1つの大きなボルダーが割れて数個のボルダーになっているように見える.



図 1.4 小惑星 Itokawa 上のレゴリスの移動の証拠を示す(Miyamoto et al., 2007). 画像の右上方向にレゴリスが移動していると考えられる.



図 1.5 Ryugu 粒子のバルク密度(Yada et al., 2022). リターンサンプルが 測定され、粒子のバルク密度や空隙率が調べられた.

1.1.2 小惑星上で見られるクレーターとクレーターへの理解

衝突クレーターは太陽系の固体天体表面で普遍的に存在する地形であり,多 くのクレーターは惑星空間からきた他の天体が高速度で衝突したことにより形 成されたものである.小惑星表面でも多くの衝突クレーターが観測されてい て,小惑星帯での衝突速度の平均は約5kms⁻¹程度である.天体表面に存在す る衝突クレーターは時間とともに風化や侵食され,緩和したり消滅したりす る.この緩和・消滅プロセスはその天体の地質活動の活発さにも影響を受ける ため,高温を経験しにくく,熱進化に乏しいと考えられる小惑星に存在する衝 突クレーターは,形成時から現在までの衝突現象の歴史を保持している可能性 が高い.太陽系の天体の進化を考える上で,小惑星表面のクレーターを解析す る意義が大きいと考えられる.

衝突クレーターからは多くの情報を読み解くことができる,衝突してきた天 体のサイズ、衝突された天体表層の強度や空隙率を制約することができる。ク レーターの形状や放出物の分布から、衝突方向や衝突角度を制約できる場合が ある。また、衝突体のサイズを推定した上で天体表面のクレーター数密度を知 ることで、その地域の年代を制約することができ、これをクレーター年代学と 呼ぶ(Neukum and Ivanov,1994). 天体表面のクレーターの数と頻度を計測す ることで、クレーター数密度が得られる。アポロ計画によって持ち帰られた試 料から、月表面の複数地域の絶対年代が明らかになっているため、他の天体に おいても衝突体のフラックスを仮定することで、天体の表面年代を見積もるこ とが可能である。そのためにはクレーターサイズから衝突体のサイズを推定す る必要があるが、これにはクレーター形成効率の情報が必要であり、クレータ ーサイズスケール則を用いて推測することができる。図 1.6 に Ryugu のクレ ーターサイズ頻度分布とそれにより見積もられた Ryugu の表面年代を示す (Sugita et al., 2019). 衝突体のサイズの推定にクレーターサイズスケール則が 用いられているが、想定する天体表層の物性によって異なるスケール則を用い て推定が行われる。スケール則の違いにより、見積もられる Ryugu 表面年代 が1桁以上異なる。そのため、対象とする天体表層の強度や空隙率、構成粒子 の粒径に適したクレーターサイズスケール則を確立し、適用する必要がある



図 1.6 Ryugu のクレーターサイズ頻度分布(Sugita et al., 2019). 衝突体の サイズを推定する際に用いるクレーターサイズスケール則の違いにより, 推定 される表面年代に1桁以上の差異が生じる.

クレーターサイズスケール則の確立のために、クレーターの形成過程につい て衝突実験や数値シミュレーションによってこれまで調べられてきた.各研究 によってクレーターの形状,サイズや破片のサイズ分布,速度分布などに関す るデータがとられてきた.衝突体が標的に衝突してから,(1)圧縮段階,(2)掘削 段階,(3)修正段階,の段階を辿ると考えられている(Melosh,1989).衝突体が 標的に衝突すると,接触した部分で発生した衝撃波が衝突体と標的の両方の内 部に伝播する.この際に衝撃波の通過によって物質が圧縮される(圧縮段階). 衝撃波は標的内部で球面上に広がっていき,衝撃波の通過に伴って標的の物質 は破壊され流動化し,衝撃波面方向に加速されて粒子速度を持つ.衝突体の後 端に達した衝撃波は自由端反射をして希薄波が生じ,衝撃波を追いかける形で 標的内部を伝播する.希薄波の伝播によって標的内部の圧力が解放されると同 時に,速度を持つ粒子のベクトルが標的表面方向に向かうことで,物質が標的 表面から飛び出して標的が掘削される(掘削段階).衝撃波が十分広がって物質 の破壊強度以下まで減衰すると,破壊が起こらず掘削が終了する.砂のような 強度のないものが標的の場合は、クレーターリムや内壁面が崩壊するなど、重 力によってさらに形状が変化して、修正を受ける(修正段階).

1.2 *π*スケーリング則

衝突現象は非常に複雑な現象であり、多くの物理パラメータが関わっている。 クレーター形成の模式図を図 1.7 に示す。



図 1.7 クレーター形成の模式図. クレーターサイズの決定に様々な物理量が関係している.

実験室で作られるクレーターは、規模や衝突条件が限られたものであり、より 衝突速度や衝突体のサイズが大きい場合などの条件下で形成されるクレーター サイズを推定するためには、スケーリング則を確立する必要がある.ここで は、広く用いられているπスケーリングと呼ばれるクレーターサイズに関する スケーリング則を紹介する.πスケーリングは次元解析を用いたスケーリング 則で、実験結果を基に確立されてきた(Housen and Holsapple,2011 など).

クレーターの体積 *V*は,弾丸半径 *a*,衝突速度 *v*,弾丸及び標的の密度 δ_{p} , ρ_{v} ,標的の強度 *Y*,重力加速度 *g*によって決まってきると考えられる.質量, 長さ,時間の3つを独立な次元とすると,上記の7つのパラメータから4つの 無次元量を作ることができる.それらの間に関数関係があるとすると,

$$\rho \frac{v}{m} = f(ga/v^2, Y/\rho v^2, \rho_t/\delta_p) \quad (1.1)$$

と表すことができる. $\rho_t ga \ll Y$ の時には,式(1.1)の右辺の括弧内の第1項目 が第2項目に比べて無視でき,衝突現象は強度によって支配される.このパラ メータ領域を強度支配域と呼ぶ.一方で, $\rho_t ga \gg Y$ の時には右辺の第二項が無 視できて,現象が重力によって支配される.このパラメータ領域を重力支配域 と呼ぶ.(1.1)の4つの無次元パラメータを以下のように示す.

$$\frac{\rho_{\rm t} v}{m} = \pi_{\rm V} \ (1.2)$$
$$\frac{ga}{v^2} = \pi_2 \ (1.3)$$
$$\frac{\gamma}{\rho_{\rm t} v^2} = \pi_3 \ (1.4)$$
$$\frac{\rho_{\rm t}}{\delta_{\rm p}} = \pi_4 \ (1.5)$$

ここで、 π_V はクレーター効率、 π_2 は規格化重力、 π_3 は規格化強度、 π_4 は規格化 密度と呼ばれ、 π_V はクレーター半径 Rについて、 $\pi_R = R(\frac{\rho_t}{m})^{1/3}$ とも書かれる.

またクレーターの形成は, *a*, *v*, δ_p のそれぞれに個別に依存するのではなく, これらを結合させたある量に依存すると考えられる. これをカップリングパラ メータ *C*と呼び,以下のように表される.

$$C = av^{\mu}\delta_{\rm p}^{\nu} \qquad (1.6)$$

ここで, μとνは変数である.

カップリングパラメータ Cを導入すると、クレーターの体積 Vは、

$$V = f(C, \rho_t, Y, g)$$
 (1.7)

と表され、5つのパラメータとなり、2つの無次元量を作ることができる。ここ、1つの例を示す。

$$\frac{\rho_{\rm t}V}{m} \left(\frac{ga}{v^2}\right)^{3\mu/(2+\mu)} \left(\frac{\rho_{\rm t}}{\delta_{\rm p}}\right)^{6\nu-2-\mu/(2+\mu)} = G \left\{\frac{Y}{\rho_{\rm t}v^2} \left(\frac{ga}{v^2}\right)^{-2/(2+\mu)} \left(\frac{\rho_{\rm t}}{\delta_{\rm p}}\right)^{-2\nu/(2+\mu)}\right\} \quad (1.8)$$

重力支配域においては、式(1.8)の右辺は定数になるので、無次元量を用いて、 $\pi_{\rm V} = K \pi_2^{-3\mu/(2+\mu)} \pi_4^{2+\mu-6\nu/(2+\mu)}$ (1.9) と表される. K は定数.

式(1.9)の関係をクレーター半径 R と規格化クレーター半径 π_{R} を用いて表すと,

$$\pi_{\rm R} = K' \pi_2^{-\mu/(2+\mu)} \pi_4^{2+\mu-6\nu/3(2+\mu)} \quad (1.10)$$

と表される. K'は定数である. 定数 K'や μ , ν の値は, 衝突実験によって代表 的な物質について値が求められて, 例えば, μ の値は, 砂標的の場合は 0.41, 岩石標的の場合は 0.55 と求められている(Holsapple, 1993 など).

1.3 小惑星上におけるアーマリング効果

アーマリング効果とは、衝突点近傍に大きなボルダーが存在する場合、衝突 によってボルダーが崩壊し、衝突体の運動エネルギーが消費されることによっ て、クレーター形成効率が低下することで、結果として、形成されるクレータ ーのサイズが小さくなるか、クレーターが形成されなくなる(Chapman and Merline, 2002). これは、小惑星 Eros 表面で直径約 100 m 以下のクレーター 数が飽和していないことから提唱され、同様の傾向が見られる他の小惑星上で も適用される可能性がある. 先行研究により、アーマリング効果によるクレー ター形成効率の低下が引き起こされる条件が明らかになった. (1)標的粒子のサ イズが衝突体のサイズに対して同程度もしくは大きい場合, (2)標的粒子の力学 的強度が小さい場合, である.

(1)について、G<u>ü</u>ttler et al (2012)は、弾丸と標的粒子にガラスビーズを使用 して、弾丸と標的粒子のサイズ比を 0.025 ~ 33.3 まで変化させて、衝突速度 200~300 m s⁻¹で衝突させた.彼らは、サイズ比が 1 を下回ると、形成される クレーターの大きさが従来の重力支配域のクレーターサイズスケーリング則か ら予測されるクレーターサイズよりも小さくなることを発見した.さらに、 Yasui et al. (2022)は、サイズ分布を持つガラスビーズ粒子を標的として用い て、衝突速度 50~4400 m s⁻¹で実験を行った。弾丸と標的粒子のサイズ比は 0.1~30 でだった。図 1.5 に実験によって得られた $\pi_R\pi_4$ と π_2 の関係を示す。 彼らは、サイズ分布を持つ標的に形成されるクレーターの大きさは、弾丸が最 初に接触したガラスビーズ標的のサイズに依存していることを発見し、衝突速 度<210 m s⁻¹の速度範囲で最大サイズの標的粒子に衝突した場合、予測される クレーターサイズから 35%減少していることを報告した. さらに,運動量輸送 の観点から,アーマリング効果を減少ファクターとして組み込んだクレーター サイズスケーリング則を構築した.

(2)について、Tatsumi and Sugita(2018)は、強度の弱いソーダガラス球、軽 石粒子(0.9 MPa)、焼結ガラスビーズ(0.5-5 MPa)、バサルト粒子(100-300 MPa)を標的として用いて、衝突速度 70-6000m/s の範囲で衝突実験を行っ た.標的粒子の強度は 0.5 ~ 300 MPa だった。図 1.6 にクレーター形成効率π 、とπ₂π₄の関係を示す.彼らは、比較的衝突速度が小さい場合に、クレーター 形成効率が低下することを発見し、クオータースペース実験により衝突点近傍 を詳細に観測することで、弾丸が最初に接触した標的粒子を破壊していること を明らかにした。標的粒子が破砕によるエネルギーの散逸を考慮するために、 標的粒子の衝突破壊強度を新たに組み込んだ、クレーターサイズスケール則を 提案した。

一方で、小惑星 Ryugu で行われた、探査機 Hayabusa 2 による SCI 衝突実 験によって形成されたクレーターは、直径 14.5 m の大きさを持つ. これは、 従来の重力支配域のクレーターサイズスケール則から推測されるクレーターの 大きさと整合的であった. このことは、Ryugu 表面はサイズ分布を持つレゴリ スとボルダーで覆われていて、そのボルダーの強度は 200~300 kPa と低強度 であるにもかかわらず、アーマリング効果が寄与していないことを意味する.

アーマリング効果のクレーター形成効率への影響は未解明な部分が多く残っている.したがって、標的粒子の強度や空隙率、サイズ分布のクレーター形成 過程への影響について系統的な研究が必要である.



図 1.5 すべてのショットについての規格化クレーター半径と規格化速度,規 格化密度の関係.プロットの色の違いは標的に用いたガラスビーズのサイズ分 布の違いを示す.



図 1.6 様々な粒径の標的に対するクレーター形成効率 $\pi_v \ge \pi_2 \pi_4$ の関係. 乾燥 砂 (実線),乾燥砂の 200% (灰),乾燥砂の 50% (破線),乾燥砂の 10% (点線) に対する経験的なスケール則 (Schmidt and Housen, 1987)の比較.

小惑星における小さなクレーター数の欠乏の要因の1つとして、衝突励起振 動が挙げられる。衝突励起振動とは、小天体の高速度衝突によって発生する振 動のことである。この振動が天体内部を局所的もしくは全球的に伝播すること で、表面に存在するレゴリスやボルダーの流動化を引き起こし、小さなクレー ターを緩和、消去させる可能性がある。衝突励起振動によって引き起こされた 地質活動は小惑星 Itokawa や Eros で全球的に確認されている。探査機 Hayabusa2 による小惑星 Ryugu 上での宇宙衝突実験で SCI クレーターが形成 された。衝突実験前後の SCI クレーター周辺の画像の比較から、SCI クレータ ー中心から 15 m 以内の領域に位置するボルダーは 20 cm 以上の変位があるこ とが確認され(Honda et al 2021)、これは衝突励起振動によって振動を受け、 移動したと考えられている。Itokawa や Eros では衝突励起振動による緩和地 形が全球的に見られた一方で、Ryugu では緩和地形は SCI クレーター近傍のよ うに局所的にしか存在していない。衝突励起振動による小惑星表面のボルダー の動きや小さなクレーターの消去プロセスを調査するために、数値シミュレー ションや衝突実験が行われている。

Asphaug and Melosh (1993)では, hydrodynamic code を用いた高速度衝 突の数値計算を行なって,小惑星表面の地震による再表面化について議論を行っている. Richardson Jr. et al. (2005)は, Eros のような一枚岩天体を模擬した天体を地形モデルで作成し,天体内部を弾性波が小惑星全球へ伝播していくことを仮定して,衝突励起振動の影響を調べている.彼らは小惑星を覆うレゴリスが振動して移動することで,クレーターの消去に寄与することを明らかにした. さらに,衝突励起振動による全球規模の地形修正が有効な小惑星のサイズ上限が70-100 km であることを示し,それ以上の大きさの小惑星では衝突励起振動が局所的なものになることを予測した.しかし,ラブルパイル天体を模擬したモデル天体での数値シミュレーションの研究例はない.

実験室での衝突実験による地震動の研究も行われている. Yasui et al. (2015)は, 直径 200 μm のガラスビーズの標的に対して衝突速度 150 m s⁻¹以 下で衝突実験を行なっている. 彼らは標的内部に加速度計を設置して衝突励起 振動のその場観測を行い, 衝突励起振動を特徴付ける, 伝播速度, 最大加速 度,半値幅の3つのパラメータを計測した。その結果,伝播速度は弾丸密度に よらず平均108.9 m s⁻¹と求められており、衝突励起振動の伝播速度は振動の 周波数に依存している可能性が示唆された。半値幅は 0.72 ms と求められ、弾 丸の潜り込み時間に関係していると議論された。最大加速度に関しては、弾丸 の密度が増加するほど大きくなること、衝突点からの距離に対して減衰するこ とを明らかにし、最大加速度とクレーター半径で規格化した衝突点からの距離 x/Rの経験式, $g_{\text{max}} = 10^{2.19} (x/R)^{-2.21}$ が得られている. Matsue et al. (2020) では, 直径 500 μm の石英砂標的に対して衝突速度 7-0.2 km s⁻¹の範囲で衝突 実験を行われており、同様に、最大加速度の距離減衰に関する経験式や伝播速 度、半値幅などが求められている。伝播速度は、衝突速度と弾丸密度によらず 平均 52.4 m s⁻¹と求められている。また、半値幅は、弾丸密度には依存せず、 衝突速度にわずかに依存(v_i^{0.14})していることを明らかにした.最大加速度に 関して,経験式, $g_{\text{max}} = 10^{2.21} (x/R_{\text{rim}})^{-3.18}$ が得られており、重力加速度など をパラメータに組み込んだ加速度のスケール則が構築されている。さらに Yasui et al. (2015)と Matsue et al. (2020)では、弾丸の運動エネルギーの衝突 励起振動のエネルギーへの変換効率である kが求められている。ガラスビーズ 標的では,クレーター壁面の位置では弾丸の密度によらず,k = 5.7 × 10⁻⁴であ り、クレーター壁面から4倍の位置では弾丸の密度が大きくなるほど k は小さ くなり、クレーター壁面の位置での kの 0.1-0.25 倍でとなった。石英砂標的 では, kは規格化距離の増加に伴って減少することを明らかにした。 クレータ ーリムの位置では、 $k = 1 \times 10^{-4}$ ほどであった。

1.5 本研究の目的

小惑星は太陽系初期の情報が現存している始原的な天体であると考えられている。小惑星表面の衝突クレーターから天体表層の物性や構造,表面年代などを推定することで,小惑星の衝突進化過程を理解する上で重要である。これらの情報を得るために,小惑星上におけるクレーター形成過程やクレーター緩和過程を理解することが重要である。

小惑星 Itokawa や Eros ではアーマリング効果や衝突励起振動の証拠が見ら れたのに対して, Ryugu では確認されなかった. 表面をレゴリス層や様々なサ イズと強度を持つボルダーで覆われている小惑星上での衝突クレーターのサイ ズを議論するためには、クレーターサイズに対するアーマリング効果の影響や 衝突励起振動の影響を理解する必要がある.小惑星表面を模擬した標的への衝 突実験はこれまでされているが、実験条件の設定が観測された小惑星のボルダ ーの強度や空隙率の範囲に対して不十分である.また、衝突励起振動の物理的 性質を調べた衝突実験例は過去にいくつか存在するが、低強度で高空隙な標的 粒子を用いて実験を行った例はない.よって、多くの実験条件で実験を行い、 構成粒子の強度やサイズ分布、空隙率が衝突励起振動の伝搬・減衰過程に与え る影響を系統的に調べる必要がある.

そこで本研究の目的は、(1)クレーター形成過程におけるアーマリング効果の 影響を明らかにし、アーマリング効果を含んだクレーターサイズスケール則を 構築すること、(2)衝突励起振動の物理的特性を明らかにすること、である.

第2章 実験方法

室内における衝突実験では、重力支配域における天体上の衝突過程を模擬す るために砂が標的として用いられることが多い(Housen and Holsapple, 2011). しかし、探査機による天体表面の詳細な観測から、ラブルパイル天体 などの小惑星表面は様々なサイズを持つレゴリスとボルダーに覆われているこ とがわかってきた. 例えば、小惑星 Ryugu 上のボルダーの引張強度は 200-280 kPa (Grott et al, 2019) と推定され、リターンサンプルは平均 46 %の 空隙を有する (Yada et al, 2022). ボルダーのサイズや力学的強度が衝突過程 に与える影響を研究する必要がある. そこで、本研究では、小惑星表面の強度 の弱いレゴリス層の模擬物質として風化凝灰岩粒子を標的に用いて衝突実験を 行った. 衝突によって形成されるクレーターの直径やサイズ、また衝突時に発 生し標的内部を伝播する地震動である衝突励起振動の計測を行った. この章で は、衝突実験の設定と標的の物性、衝突クレーターや衝突励起振動の計測方法 について説明する.

2.1 標的

ラブルパイル天体表面で多く見られる,サイズ分布を持つ強度の弱いボルダーで構成されるレゴリス層を模擬した標的として,風化凝灰岩でできた粒状標的を使用した.図 2.1 に標的粒子の画像を示す.



図 2.1 粒径の異なる 2 種類の風化凝灰岩.強度の弱い粗粒表面模擬物質として標的に用いた.

風化凝灰岩粒子は2種類あり,平均粒径 1~4 mm の粒子(以下,細粒)と平 均粒径 1~4 cm の粒子(以下,大玉)である.細粒については,不規則な形 状をしているが,平均アスペクト比は 1.3 以下であり,ほぼ丸い粒のように見 える.粒子一個の密度は 0.60±0.07 g cm³で,標的バルク密度は 0.63 g cm³ だった.micro空隙率は 77%であった.大玉粒子は細粒粒子よりもさらに不規 則な形状をしており,平均アスペクト比はほぼ 1.7 であった.粒子一個の密度 は 0.38 g cm³で,標的バルク密度は 0.26 g cm³で,凝灰岩の密度 2.6 g cm³ より,micro空隙率は 85.4 %だった.小惑星 Ryugu のリターンサンプルは, 平均で 46 %の micro 空隙を示すことがわかっている(Yada et al., 2022).ク レーター形成時の衝突圧縮に対する空隙率の効果を高めるために,Ryugu 粒子 よりも 30~40 %空隙の大きい粒子を選択した.それぞれの粒子はどちらも非 常に脆く,弱く衝突しても欠けやすいため,一軸圧縮試験により各粒子の圧壊 強度を測定した(図 2.2).



図 2.2 直径 3.2 mmの細粒粒子の一軸圧縮試験で得られた荷重変位曲線の例. この試験では,破断点は 0.2 N.

一軸圧縮試験より,破断点を計測し,圧壊強度 $C_s \approx C_s = 2.48 \times P/(\pi d^2)$, Pは 試験力, dは粒子直径,から求めた.その結果,細粒粒子の圧壊強度は 60 ± 12 kPa,大玉の圧壊強度は 13 ± 8 kPa であった. Ryugu のボルダーの引張強度 は、リモートセンシングで測定した熱慣性から $200\sim280$ kPa と推定されてい る(Grött et al., 2019). ボルダーの強度の弱さがクレーター形成時の衝突破壊 に与える影響を高めるために、より弱い強度を持つ粒子を選択した.

2.2 衝突実験

これら2種類の標的に対する衝突実験は、神戸大学にある縦型一段式軽ガス銃 (以下,低速実験)と宇宙航空研究開発機構(ISAS/JAXA)にある縦型二段式 軽ガス銃(以下,高速実験)で実施した。

図 2.2 に縦型一段式軽ガスと縦型二段式軽ガス銃の写真と実験装置の模式図 を示す.





図 2.2 縦型一段式と縦型二段式軽ガス銃と衝突実験装置の模式図.

神戸大学では,発射前にチャンバー内を 1000 Pa 以下に排気し,衝突速度 v_i は 39~220 m s⁻¹の範囲で設定した.弾丸密度がクレーター形成に及ぼす影響 を調べるため,密度 1.1~7.9 g cm⁻³の 5 種類の弾丸を使用した.内訳はナイ ロン (Ny, 1.1 g cm⁻³),ソーダライムガラス (Gl, 2.6 g cm⁻³),アルミナ (Al₂O₃, 3.6 g cm⁻³),ジルコニア (ZrO₂, 5.7 g cm⁻³),ステンレス鋼 (SUS, 7.9 g cm⁻³),である. ISAS/JAXA では, 衝突速度は 1.2~4.3km s⁻¹, 密度は 1.1~ 15.6 g cm³の 8 種類の弾丸を使用した。内訳は、Ny、ポリカーボネート(PC、 1.2 g cm⁻³) , Gl, アルミニウム (Al, 2.7 g cm⁻³) , Al₂O₃, チタン (Ti, 4.2 g cm⁻³), ZrO², SUS, 銅 (Cu, 8.9 g cm⁻³), タングステンカーバイド (WC, 15.6 g cm⁻³), である。弾丸はすべて球形をしている。Al 弾丸の直径は 2.0 mm, PC 弾丸の直径は 2.0 mm または 4.7 mm (それぞれ PC 2 mm, PC 4.7 mm と呼 ぶ),他の8つの弾丸の直径は2.0 mm であった。衝突速度が1.0 km s⁻¹以上 の場合は直径 45 cm, 深さ 17 cm の大型容器に, 衝突速度が 200 m s⁻¹未満の 場合は直径 27 cm, 深さ 10.5 cm の小型容器に標的粒子を満たした。発射前 に、砕けた標的粒子を取り除くために標的をふるいにかけ、硬い金属製の定規 を使って標的表面を平らにならした。それぞれの弾丸は地球の重力方向に平行 に発射され、標的表面に対して垂直に、容器の中心部目掛けて衝突させた。各 ショットは高速度カメラ (NAC MEMRECAM fx-3k, Phantom v1612, Photron mini WX-100, Shimadzu Hyper Vision HPV-X) で 10³-10⁵ fps で記 録し、チャンバーの側面または上部からクレーター形成過程を観察した。撮影 した映像は、主に衝突時刻を決定するために使用した。銃身には2本のレーザ ーが弾丸進行方向に対して垂直に設置されており(図 2.3),弾丸発射時には弾丸 がそのレーザーを通過する.



図 2.3 軽ガス銃に取り付けている速度計測用のレーザー.

レーザーを通過した時刻に高速カメラの録画が開始される.高速カメラの動 画から弾丸の軌道を追跡することで弾丸の衝突速度を決定する.

レーザーの位置から標的表面までの距離と衝突速度の関係から、衝突速度を 決定する. 衝突実験後、デジタルノギスを用いてクレーターの形状を測定し た. 形成されたクレーターの、クレーターリムからリムまでの直径を直交する 方向または 45°回転した4方向、および衝突前の表面からクレーターの深さ *d*。 を計測した(図 2.3).



図2.4 クレーターとリムの計測方向を赤線で示す.

測定した直径を平均してクレーターリム直径 D_{rim} とした. 高速実験では, レ ーザープロファイラ (LJ-V7300, Keyence, Osaka, Japan)を用いて, 分解能 10 μ m で衝突クレーターの断面を測定し, クレーター形状および深さと直径の 比を決定した(図 2.5).



図 2.5 クレータープロファイル. クレーターリム直径とクレーター深さを 計測した.

2.3 衝突励起振動の計測

一軸圧電型加速度計(SV1111, SV1113, 日本アビオニクス,図2.6)とチャ ージアンプを用いて, 衝突励起振動による加速度を測定した.



図 2.6 衝突励起振動の計測に用いた加速度計(左から SV1111,SV1113,SV1113,SV1113).加速度計の底部にアクリル板を取り付けてい る.

加速度計は円筒形状をしていて、直径 1.5 cm、高さ 2.5 cm のものと、直径 1 cm、高さ 0.5 cm のものを使用した.加速度計の電荷感度は、SV1111 が 0.72 pC (m s²)⁻¹、SV1113 が 5.46 または 5.72 pC (m s²)⁻¹で、加速度計の特性周波数は、SV1113 が 50 kHz、SV1111 が 30 kHz であった.衝突励起振動は、加速度計の特性周波数に起因する高周波成分をカットするため、チャージアンプの 10 kHz のローパスフィルターを通して測定した.加速度計は、クレーター 掘削流の影響を排除するため、最終クレーターの外側になるように設置した、比較のため、一部のショットでは最終クレーターの内部に加速度計を設置した.さらに、地震波の減衰過程を調べるために、衝突点から 19.1 cm から 0.9 cm の距離に、1 つのショットにつき 3 つの加速度計を設置した.加速度計の



図 2.7 実験セットアップ.3つの加速度計をクレーター中心から距離の異なる3地点に設置している.加速度計の上部がちょうど標的表面になるように 2.5 cm 埋め込んでおり,下部にはアクリル板を貼り付けている.

加速度の測定方向は標的表面に対して垂直であり,標的を伝播する加速度の地 球重力方向成分を検出することができる.加速度計で計測した地震波は,A/D 変換速度 100 kHz,分解能 16 bit のデータロガー(グラフテック社, midi LOGGER GL900)で記録した.また,弾丸発射時に実験装置全体が揺らされ ることによって標的を入れた容器が振動してしまう可能性がある.このノイズ を排除するために,標的容器の底面にゴムシートを貼り付けることでチャンバ ーから力学的に切り離した(図 2.8).



図 2.8 耐震マット. これを標的容器に貼り付けて、ノイズを除去した.

実験後,デジタルノギスを用いて,衝突点から表面に見えている加速度計までの距離 *X*を計測し,三平方の定理を使って,加速度計の底部までの距離 *x*を計測した.

第3章 結果

3.1. 衝突クレーターの形状

本研究における実験条件と衝突クレーターの写真を表1にまとめる。様々な 衝突条件で得られた最終クレーターを上から撮影した画像を図3.1に、プロフ ァイルを図3.2と3.3に示す。

図 3.1 が示すように、細粒標的に対して形成された多くのクレーターはリ ムが明瞭な、お椀型のシンプルクレーターに分類される。一方で、衝突速度が 小さくなるとクレーターリムが不明瞭なクレーターもあった(図 3.2). 大玉標的 に関しては、衝突速度4 km s⁻¹での実験結果を見ると、形成されたクレーター はお椀型のクレーターであった。クレーターリムに関しては、高さが標的粒子 の粒径と同程度であったため、リムを判別するのは困難であった。衝突速度2 km s⁻¹の実験結果を見ると、お椀型クレーターではなく、すり鉢状をしてお り、不規則な形状をしている。また、クレーターの深さは標的粒子サイズの同 程度から2倍程度であった。衝突速度1 km s⁻¹の結果は、上からの画像では不 明瞭なわずかな孔が開いていた。クレータープロファイルの結果を見ると、衝 突速度 1km s⁻¹では、クレーター深さは粒子一個分程度で、衝突点近傍の粒子 が数個程度吹き飛ばされて穴が開いているように見える(図 3.4a). 一方で、衝 突速度が 200 m s⁻¹以下の実験では、大玉標的にクレーターは形成されなかっ た. 同じ衝突速度、弾丸密度で比較すると、大玉に形成されるクレーターは細 粒に形成されるクレーターよりも小さくなった。

図 3.3a に細粒標的に対する Al 弾丸を用いて, 衝突速度を変化させたクレ ータープロファイルを示す. クレーター直径と深さは衝突速度の増加とともに 大きくなった. 異なる衝突速度で形成されたクレーターの相似形を調べ

				5 cm
Impact Velocity	200 m/s	1 km/s	2 km/s	4 km/s
Small Grain				
Large Grain	Not cratered			

図 3.1 形成されたクレーターを上から撮影した画像.大玉標的の衝突速度 1 km/s の黒い丸で囲んだ領域はクレーターを示す.標的表面からでる黒い線は 加速度計に繋がる BNC ケーブル.



図 3.2 細粒標的に対して SUS 弾丸を衝突速度 85.6 m/s で衝突させて形成され たクレーター. クレーターリムが不明瞭であった.



図 3.3 レーザー変位計を用いて計測した細粒標的に形成されたクレータープロファイル. (a)弾丸を一定にして,衝突速度を変化させた場合のプロファイル.横軸は実際の距離,(b) (a)の縦軸,横軸をクレーターリム半径で規格化したプロファイル.,(c)衝突速度を4 km s⁻¹で一定にして,弾丸密度を変化させた場合のプロファイル.(d)(c)の縦軸,横軸をクレ ーターリム半径で規格化したプロファイル.



図 3.4 レーザー変異計を用いて計測した大玉標的に形成されたクレータープロファイル. (a)弾丸を一定にして,衝突速度を変化させた場合のプロファイル.横軸は実際の距離,(b) 衝突速度を4 km s⁻¹で一定にして,弾丸密度を変化させた場合のプロファイル.



図 3.5 クレーターの深さ直径比と弾丸密度の関係. (a)は細粒標的の結果で, (b)は大玉標的の結果を示す.

るために、図 3.3a の縦軸と横軸をそれぞれのクレーターリム半径で規格化し たクレータープロファイルを図 3.3b に示す。弾丸が同じ場合には、クレータ ーリム半径で規格化した形状は相似形である。図 3.3c に細粒標的に対して衝 突速度 4 km s⁻¹で弾丸密度を 1.1 g cm⁻³から 14.9 g cm⁻³まで変化させて得ら れたクレーターのプロファイルを示す。クレーターの直径と深さの両方が、銅 弾丸をのぞいて、弾丸の密度が増加するにしたがって増加した。図 3.3c をク レーターリム半径で規格化したプロファイルを図 3.3d に示す。規格化プロフ ァイルを見ると、弾丸密度が小さくなるほどクレーターリムが高く、尖ってい ることがわかる。クレーターリムは、放出される標的粒子の中で最も放出速度 が小さい粒子が堆積して形成されるため、リムが高いことは放出速度の小さい 粒子が多いことを示唆する、そのため、リムが高くなっていることは、クレー ター中心からの距離が遠くなるほどエジェクタ放出速度の減少割合が大きいこ とを意味している.これは,Tsujido et al. (2015)で示された.エジェクタ放 出速度分布の傾きが弾丸密度が小さくなるほど急になっていることと整合的で ある、規格化したクレーター深さは銅弾丸をのぞいて、弾丸の密度の増加とと もに深くなった.

図 3.4a は、大玉標的に対して、Al 弾丸を衝突速度を変化させて衝突させる ことで得られたクレーターのプロファイルを示したものである。衝突速度が大
きくなるにつれてクレーター直径が大きくなっているが、衝突速度1km s⁻¹と 2 km s⁻¹ではクレーターの深さに差が見られない。これは、形成されるクレー ターの深さが標的を構成する粒子1個分の大きさしかないため、クレーターの 形状が標的粒子の衝突前の配置の仕方に強く影響を受けるためと考えられる。 衝突速度1km s¹で形成されたクレーターの直径と深さは標的粒子1~2個分程 度の大きさであったので、衝突時に吹き飛ばされた標的粒子数個が形成した穴 だと考えられる. 図 3.4b は, 大玉標的に対して衝突速度 4.0 km s⁻¹で弾丸密 度を 7.9~1.1 g cm³の範囲で変化させ衝突させて得られたクレーターのプロ ファイルを示す. Ny 弾丸を除いて、クレーターの直径も深さも弾丸密度の増 加に対して大きく変化していないことがわかった。Ny 弾丸とそれ以外の弾丸 のクレーター直径と深さの大きさの違いは、大玉標的粒子1個分程度の違いで あった. この違いは、Ny 以外の弾丸の運動エネルギーは約 200-300 J のに対 して Ny 弾丸は約 50 J だったことから、クレーターサイズに対して標的粒子サ イズが大きいと、クレーターサイズは運動エネルギーの違いにより標的粒子1 個を放出するかどうかによって離散的に決まっている可能性がある。クレータ ープロファイルを解析し、標的粒子の平均半径をエラーバーとして、衝突前の 表面からのクレータ深さ(d.)を決定した.クレーター深さとクレーター直径 の比 d/D を図 3.5 に示す。細粒標的の深さ直径比は弾丸密度の増加とともに 増加するが、衝突速度に明確な依存性はない。これは、

高密度の弾丸ほど標的 に対して深く貫入することができるためと思われる。細粒標的のクレーターの 深さと直径の比は、Matsue et al. (2020)によって行われた石英砂に対する衝突 実験で形成されたクレーターと同様の値を示した。大玉標的については、前述 のように 1 km s⁻¹で形成されるクレーターの直径は標的粒子 1~2 個分に相当す るため、エラーバーの幅が大きく、クレーター 深さ直径比の衝突速度依存性 を定量的に論じることは困難であった。定性的には、大玉標的に形成されるク レーターの深さ直径比は細粒標的より全体的に大きいことが確認された。これ は、大玉標的に形成されたクレーターの大きさに対して構成粒子サイズが大き いためばらつきが大きくなっており、さらにクレーターサイズが大きくなると 砂にできるクレーターの深さ直径比に近づいていくことが考えられる.図3.6 に, 高速カメラで観察した衝突前後の衝突点付近の様子を示す. これらは, 細 粒標的に対して SUS 弾丸が衝突速度 150 m s⁻¹で衝突する前後の一連のスナッ

プショットである. 衝突後の衝突点周辺には, 薄い砂煙が確認された. この砂 煙は, 破壊された標的粒子で構成されている可能性があり, 時間経過とともに リング状に成長した (衝突後~ 0.5 ms). 衝突後 3 ms 経過すると, リング状の 砂煙の内側から無傷の標的粒子が放出され, クレーターの掘削が開始されてい る. このことから, 衝突地点のごく近傍で標的粒子が破壊されたものの, 破壊 された分の体積はクレーター体積に対して無視できるほど小さく, 無傷の標的 粒子が掘削されることでクレーター体積が決まると予測できる. これらは, 弾 丸が衝突点近傍で標的粒子を破壊した後, クレーターが成長している証拠であ



図 3.6 細粒標的に対して SUS 弾丸が衝突速度 150 m s⁻¹で衝突する前後の一連 のスナップショット.緑の矢印は弾丸の進行方向を,赤い丸はクレーター領域 を示す.t = 0 s を衝突時刻とし,左上から -0.05 ms, 0 s, 0.075 ms, 0.13 ms, 0.53 ms, 3.4 ms, 4.5 ms である.

3.2 クレーターサイズスケール則

低強度粗粒標的に形成されるクレーターサイズを定量的に調べるために,弾 丸の運動エネルギーとクレーター半径の関係を図 3.7 と図 3.8 に示す。



図 3.7 弾丸の運動エネルギーとクレーター半径の関係. プロットの違いは,弾丸の種類や標的の違いを示す.



Kinetic Energy, J

図 3.8 弾丸の運動エネルギーとクレーター半径の関係. 図 3.8 から低速実験の 結果を抜粋した.

これらの図から,弾丸の種類によらず,弾丸の運動エネルギー(*E*)が大きく なるとクレーター半径が大きくなることがわかった.一方,弾丸の運動エネル ギーが 0.1~0.6 J では,弾丸の種類によらずクレーター半径が一定になるオフ セット領域が確認された(図 3.8). このオフセット領域では,弾丸の運動エネル ギーが標的粒子を破壊するために消費され,クレーターの掘削に使用されるエ ネルギーが減少している可能性がある.*E*が 0.6 J を超えるとクレーター半径 は再び大きくなり始めるが,オフセットは残ったままであり,標的粒子を破壊 するために使われるエネルギーがクレーターを掘削するために使われるエネル ギーと比較して無視できるようになったときに大きくなり始めると考えること ができる.また,標的粒子の大きさの違いについては,同じ運動エネルギーで あれば,大玉標的に形成されるクレーターは細粒標的に形成されるクレーター に比べ小さくなり,そのサイズは細粒標的の約 0.8 倍程度となることがわかっ た. 本研究の目的は、標的粒子の強度と弾丸/標的粒径の比がクレーター形成過程 に及ぼす影響を明らかにすることである。そこで、従来の室内実験において砂 標的に形成されるクレーターサイズと比較するために、 π スケーリング則を用 いて結果をまとめた。 $\pi_4 \ge \pi_R$ の関係を調べるために、同じサイズの弾丸で衝 突速度が一定(すなわち、 π_2 が一定)の場合のデータをプロットしたのが図 3.9 である。



図 3.9 規格化クレーター半径と規格化密度の関係.

この図には、本研究の衝突速度 $v_i = 50 \text{ m s}^{-1} - 4000 \text{ m s}^{-1}$ の範囲における密度の 異なる 9 種類の弾丸のデータが含まれている。各衝突速度において π_4 の増加 とともに π_R の値がわずかに増加しており、衝突速度によらずクレーターサイ ズは弾丸密度にわずかに依存していることがわかった。この関係は次のように 記述できる。

$$\pi_{\rm R} = 10^a \cdot \pi_4{}^b \qquad (3.1)$$

a と b の係数は、細粒標的において、 $v_i = -200 \text{ m s}^{-1}$ では a = 0.74 ± 0.03, b

= 0.13 ± 0.03, V_i = 4 km s⁻¹では a = 1.45 ± 0.04, b = 0.11 ± 0.05 だっ た. 大玉標的では V_i = 4 km s⁻¹では a = 1.29 ± 0.05, b = 0.13 ± 0.05 だっ た. そして、図 3.9 の $\pi_R \pi_4^{-b}$ と π_2 の関係から, π_2 のべき乗指数を以下のよ うに求めることができる.

$$\pi_{\rm R}\pi_4^{-b} = 10^c \cdot \pi_2^{-d}$$
 (3.2)



式(3.2)に基づいて、実験結果を整理したのが図 3.10 である.

図 3.10 $\pi_R \pi_4^{-\alpha} \geq \pi_2$ の関係.式 3.2 に基づいて本研究の結果を整理した.実線は粒子破壊のない低速度域の実験結果の,点線は粒子破壊のある低速度域の実験結果のフィッティングしたものを,破線は石英砂に対する衝突実験で求められたクレーターサイズスケーリング則(Matsue et al.,2020)を示す.

図 3.10 から、クレーターサイズをπスケール則で整理すると細粒標的ではオ フセットを挟んではっきりと2つの関係に分かれることがわかった.標的粒子 の破壊の有無でクレーター形成効率が異なり、実線は破壊がなくクレーター形 成効率が大きい低速度域の実験結果のフィッティング、点線は破壊があり形成 効率が小さい低速度域の実験結果のフィッティングを示す.式(3.2)のcとdは 形成効率が大きい場合は c = -0.41 ± 0.07, d = -0.21 ± 0.01 で,形成効率が 小さい場合は c = -0.57 ± 0.03, d = 0.21 ± 0.003 であることがわかった.石 英砂と比較すると, π_2 が大きい場合,標的粒子の破壊がない時には同程度のク レーターサイズであるのに対し,標的粒子の破壊がある時には石英砂にできる クレーターサイズよりも小さくなった.高速度域では(1-4 km s⁻¹)では石英砂に できるクレーターサイズと同程度か大きくなった.細粒標的のクレーター形成 効率の低下は,弾丸の密度が異なる時には,異なる π_2 (異なる衝突速度)の値で 起こることがわかった.これは,形成効率の低下が標的粒子の破壊によって起 こっているからだと考えられ,弾丸密度が異なる場合,密度と速度で決まる衝 突発生圧力が異なるため,標的粒子が破壊される圧力に到達する衝突速度が異 なることによって π_2 が異なる可能性がある.大玉標的は細粒標的と比較する と,クレーター形成効率が系統的に小さくなることがわかった.細粒標的の π スケール則から,従来の重力支配域におけるクレーターサイズスケーリング則 では,標的粒子の破壊や,弾丸サイズと標的粒径の比によって起こるクレータ ー形成効率の低下を説明できない可能性があることがわかった.

3.3 衝突励起振動

本研究で得られた衝突による地震波の詳細な観測から、衝突によって発生した波が以下の3つに分類されることがわかった。(1)主にクレーターリム付近で観測され、減衰の早い単発波、(2)減衰振動のように振る舞う準弾性波(図3.9)、(3)負の第一ピークを持つ単発波、である.波形の正の第一ピークと第一ピークの比が0.5以上の波を(1)の波、0.5以下の波を(2)の波として定義した. 図 3.11 に実際に得られた(1)と(2)の波を示す.図 3.11a に示した衝突点からの距離が異なる3つの波はいずれも(1)の波に分類される.図 3.11b に示した緑の波が(2)の波に、赤と青の波が(1)の波に分類される.(3)に分類される波は、クレーター掘削流をクレーター内部で観測しているため負の第一ピークを持つと考えられ、衝突励起振動の本研究では解析を行わなかった。これらの観測地震波を解析し、図 3.12 に示すように、衝突による地震波とその波の伝播距離による減衰過程を特徴付けるパラメータとして、伝播時間(t_{rise} , t_{nitial} または t_{max})、最大加速度($g_{nitial max}$ または g_{max})、重力方向に対して上向きの加速度の持 続時間(*T*_{initial_half}, *T*_{half})を求めた.準弾性波では観測された波の第二ピークが 第一ピークより大きい場合があったので,各パラメータに「initial」と

「max」の2つの添え字をつけて定義した.これは、第二ピークが標的容器の 壁で反射した波の影響を受けて増大しているからだと考えられる.そこで、反 射波の影響を排除するため、実験で求めた風化凝灰岩粒子の伝播速度 V_{pro}と標 的容器サイズを考慮した測定点の距離 xを用いて反射波の到達時刻を求めた. すると、図 3.11a の緑の波に関して、t_{max}=10.2 ms に対して到達時間は 4.4 ms となった.このように反射波の到達時刻と第二ピークの時刻の比較を行 い、反射波到達時刻が第二ピークの時刻よりも小さい場合は第二ピークが反射 波の影響を受けていると考えて、第一ピークの振幅 g_{initial}を最大加速度 g_{max} と定 義し、反射波の影響がない場合は第二ピークでの振幅を g_{max} と定義した.第二 ピークが第一ピークに比べて大きくなった観測波形は、すべての反射波の影響 を受けており、第一ピークの加速度が g_{max} となった.これらのパラメータを調 べることで、衝突励起振動の物理過程の解明を行った.



図 3.11 衝突実験から実際に得られた標的内部を伝播する地震波の時間変化. 色の違いは、クレーターリム半径で規格化した衝突点からの距離の違いを表している.



図 3.12 観測した加速度波形の模式図. 解析に用いた各パラメータも記載している.

3.4 衝突励起振動の伝播速度

衝突励起振動の伝播時間 t_{rise}は,衝突時刻から第一ピークの立ち上がり時刻 までの時間として定義した.細粒,大玉の2つの標的における衝突励起振動の 伝搬速度を求めるために t_{rise}を用いた.図 3.13 は,細粒標的と大玉標的の伝播 時間 t_{rise}と伝播距離 xの関係を示したもので,Al 弾丸を異なる衝突速度で衝突 させた結果である.



図 3.13 衝突速度を変化させた場合の衝突点距離 x と伝播時間 t_{rise}の関係. (a)細粒標的の結果,(b)大玉標的の結果

衝突点からの距離 xが大きくなると、 t_{rise} の値は直線的に増加することから、衝突励起振動の伝搬速度 V_{pro} は、クレーターの外側では一定であると考えられる. 図 3.13 より、 t_{rise} と xの関係は衝突速度によらず衝突点距離の増加とともに右肩上がりであり、伝播速度は衝突速度に依存しないことがわかった. そこで、細粒標的と大玉標的について、この直線関係の傾きからそれぞれの V_{pro} を算出したところ、得られた V_{pro} は、細粒標的で 57.4 ± 11.3 m s⁻¹、大玉標的で62.4 ± 9.7 m s⁻¹であった. 伝播時間 t_{rise} は衝突点 x = 0 でゼロになるはずであるが、計測結果からのフィッティングラインは、細粒標的、大玉標的、ともにx = 0 で t_{rise} が負の値をとることを示している. この負のオフセットは、Matsue et al. (2020)で議論されているように、衝突励起振動がクレーター内部では、外側に比べてより大きい速度で伝播した可能性を示している. 衝撃波や強い塑性波は、 V_{pro} よりも大きい速度でクレーター内を伝播する可能性がある.

図 3.14 は、細粒標的に対して衝突速度 200 m s⁻¹で、大玉標的に対して衝突 速度 4 km s⁻¹で、様々な密度の弾丸を衝突させた時に得られた t_{rise} と xの関係 を示している.



図 3.14 弾丸密度を変化させた場合の衝突点距離 x と伝播時間 t_{ree}の関係.

どちらの標的においても、 t_{fise} は弾丸密度に依存せず、衝突点距離の増加に伴っ て増加することがわかった. 図 3.11 と同様に伝播速度 V_{pro} を求めたところ、 細粒標的で 42.1 ± 4.9 m s⁻¹ 、大玉標的で 71.7 ± 21.6 m s⁻¹であり、それぞ れ弾丸密度を一定にして衝突速度を変化させて得られた V_{pro} と誤差範囲内で一 致した. そこで、図 3.11 と図 3.12 で得られた V_{pro} を平均して伝播速度 V_{pro} を 求めたところ、細粒標的は $V_{\text{pro}} = 49.7 \pm 12.3 \text{ m s}^{-1}$ 、大玉標的は $V_{\text{pro}} = 67.0 \pm 23.7 \text{ m s}^{-1}$ と求まった. しかしながら、大玉標的の V_{pro} は誤差範囲が大きい. これは、大玉標的粒子が細粒標的粒子に比べて不規則な形状をしているため、 t_{fise} が標的内部での大玉粒子の配置の仕方により大きな影響を受けるからだと考 えられる。例えば、図 3.12 で、Ny 弾丸の 3 つの結果は 1 回の実験で得られた t_{fise} だが、 t_{fise} と xの関係は直線関係になっていない.

Yasui et al. (2015)は 200 µm のガラスビーズにおける衝突励起振動の伝搬 速度を測定し、 $V_{pro} = 108.9 \pm 16.2 \text{ m s}^{-1}$ であった.また、Matsue et al. (2020) は 500 µm の石英砂の V_{pro} を測定し、 $V_{pro} = 51.1 \pm 8.9 \text{ m s}^{-1}$ を得ている.本研 究で得られた風化凝灰岩粒子の V_{pro} を彼らの結果と比較すると、石英砂と同程 度であり、ガラスビーズの約半分である。衝突励起振動の伝播速度について、 Yasui et al. (2015)で振動の周波数が伝播速度に与える影響について議論され ており、周波数の低下により伝播速度が低下することが示された。本研究で は、振動の第1ピークの周波数が100~400 Hz と測定され、これは Matsue et al. (2020)の石英砂標的での周波数とほぼ同じ値であり,Yasui et al. (2015) で得られたガラスビーズ標的の周波数の約0.5倍であった。したがって,本研 究の結果は,周波数が衝突励起振動の伝搬速度を律速するパラメータの一つで ある可能性を支持した.また,風化凝灰岩粒子は先行研究で用いられた標的粒 子に比べて粒径が大きく,形状も不規則であるため,石英砂やガラスビーズと は安息角が異なる可能性がある.これらの違いも伝搬速度の違いに寄与してい る可能性がある.

3.5 衝突励起振動の最大加速度

衝突励起振動の減衰過程を調べるために,計測した各振動波の最大加速度 (g_{max})を求めた.図3.15に衝突励起振動の最大加速度 g_{max}と衝突点からの距 離 xの関係を示す.



図 3.15 最大加速度 g_{max} と衝突点距離 xの関係. (a)衝突速度を変化させた場合の結果, (b)弾丸密度を変化させた場合の結果.塗り潰しシンボルは細粒標的を, 白抜きシンボルは大玉標的を示す.

Al 弾丸を衝突速度 1~4 km s⁻¹で衝突させた場合の結果を図 3.15a に、一定の 衝突速度 4 km s⁻¹で弾丸の密度を変化させて衝突させた場合の結果を図 3.15b に示す. これらの図から、 g_{max} は衝突点からの距離の増加とともに単調に減少 し、伝播距離とともに g_{max} が減衰していることがわかった。図 3.15a から、同 じ衝突点距離における g_{max} は衝突速度が増加すると大きくなる。また、図 3.15b から、同じ衝突点距離における g_{max} は、密度の違いが最も大きい Ny 弾 丸と WC 弾丸では違いが見られ弾丸密度が増加するほど大きくなるが、その他 の弾丸でははっきりしなかった。これらのことから、 g_{max} は弾丸の密度と衝突 速度の両方に依存していることがわかった。

弾丸の密度や衝突速度に依存する最大加速度をスケーリングするために、 g_{max} を衝突点からの距離をクレーターリム半径 R_{rim} で規格化した、規格化距離 x/R_{rim} で整理する. 図 3.16 に最大加速度 g_{max} と規格化距離 x/R_{rim} の関係を示 す.



図 3.16 最大加速度 *g*_{max} と規格化距離 *x*/*R*_{rim}の関係. 実線は本研究から得 られた経験式,点線はガラスビーズ(Yasui et al., 2015),破線は石英砂 (Matsue et al., 2020), それぞれで得られた経験式

整理した結果は若干散らばっているが、標的粒子のサイズや弾丸の密度、衝突 速度に関係なく、 g_{max} は x/R_{rim} で整理できた。最大加速度について以下の形の 経験式を得た。

 $g_{\rm max} = 10^{a_{\rm n}} (x/R_{\rm rim})^{-b_{\rm n}}$ (3.3)

ここで、 a_n =1.48±0.07、 b_n =1.96±0.16 である. この経験式から、クレーター リムにおいて標的が受ける最大加速度は 30.2 m s⁻² と推定され、この値は地球 重力の約 3 倍に相当する. また、 g_{max} =10 m s⁻²のとき、規格化距離は x/R_{rim} = 1.76 と推定されて、地球上では衝突点からこの距離以内にある本研究で用いた 標的粒子は衝突励起振動で流動化する可能性が示唆された.

Yasui et al. (2015)は 3 種類の弾丸を用いて 200 µm ガラスビーズ標的に対 して衝突速度< 150 m s⁻¹の範囲で衝突実験を行って, Matsue et al. (2020)は 8 種類の弾丸を用いて 500 µm 石英砂標的に対して衝突速度< 200 m s⁻¹ と 1 ~ 4 km s⁻¹の範囲で衝突実験を行って,衝突励起振動の測定している.彼らが得 た,(式 3.3)でフィットする経験式を図 3.16 に示している.本実験の結果を先 行研究の結果と比較すると,風化凝灰岩粒子における最大加速度の距離減衰率 はガラスビーズ標的と同程度で,石英砂標的の約 2/3 倍であることがわかっ た.また,クレーターリム ($x/R_{rim} = 1$)における g_{max} は,ガラスビーズ標的や 石英砂標的では約 150 m s⁻²で,本研究の結果はばらつきが大きいものの,こ れらの標的と比べるとクレーターリムにおける最大加速度は小さくなった.先 行研究での 2 種類の標的粒子で観測されなかった特徴は,風化凝灰岩標的で測 定された衝突励起振動波には準弾性波と単発波(塑性波的な波)が観測されたこ とである.図 3.17 に弾性波と塑性波で分類して整理した,最大加速度 g_{max} と 規格化距離 x/R_{rim} の関係を示す.



図 3.17 観測した振動を弾性波と塑性波で分類した $g_{max} \ge x/R_{rim}$ の関係.

図 3.17 より, $g_{max} = 10 \text{ m s}^2 \varepsilon$ 境界として弾性波と塑性波で分離していること がわかった.これは、地球重力以上の加速度で加速された標的粒子は地面から 浮き上がって運動している一方で、地球重力以下では浮き上がらずに周囲の標 的粒子と一体になって振動することで減衰振動しているからだと考えることが できる.弾性波の最大加速度を式(3.3)の形で整理したところ、 $a_n = 0.96 \pm$ 0.07、 $b_n = 0.82 \pm 0.18$ と求まった.これらの弾性波はガラスビーズ標的や石 英砂標的では測定されておらず、風化凝灰岩粒子特有のものであるが、距離減 衰率がより小さいことから、風化凝灰岩粒子標的は衝突点からより遠くの地点 まで衝突励起振動を伝播させることができることが示唆された.しかし、この 要因については詳しくはわかっていない.

さらに、本研究の結果と探査機 Hayabusa2 の宇宙衝突実験で起きた小惑星 Ryugu 上の衝突励起振動の領域の比較を行った。Hayabusa2 ミッションで小 惑星 Ryugu 上に衝突実験が行われ, SCI クレーターが形成された. その直径は 14.5 m(Arakawa et al., 2020)で, Honda et al.(2021)より, 衝突前後の SCI クレーター周辺の画像が比較された. 図 3.18 本研究で得た最大加速度の距離 減衰に関する経験式(3.3)を Ryugu に適用した, 最大加速度と SCI クレーター で規格化した距離 x/R_c の関係を示す.



x/R_c

図 3.18 小惑星 Ryugu における最大加速度と規格化距離の関係. 実線は本研 究で得た経験式(3.3)で,破線は Matsue et al.(2020)で得られた石英砂標的にお ける経験式(3.3). 点線は Ryugu 表面重力を示す. Fluidized area と Small motion area はそれぞれ, 20 cm 以上の大きな変位と, 3 cm 以上の変位を示 す.

SCI クレーター中心からクレーター半径で規格化した距離 $x/R_c=2.1$ 以内に位置 するボルダーは 20 cm 以上の変位, $x/R_c=4.1$ 以内に位置するボルダーは 3 cm 以上の変位をしていた. Matsue et al. (2020)より,式(3.3)からクレーター半径 規格化距離に対する最大加速度の距離減衰式は $g_{max} = (1.26)^{b_n} g_0(\frac{x}{R_c})^{-b_n}, g_0 = 0$

 $-(5.79\times10^{-2})(A_0\eta)(gr_p)^{0.412}v_i^{0.176}r_p^{-2}\rho_t^{-0.145}\rho_p^{-0.856}\left[\ln\left(\frac{v_0}{v_i}\right)\right]^{-1}$ と示される.ここ で、 R_c はクレーター半径、 η は粘性、gは重力加速度、 r_p は弾丸半径、 v_i は衝突速 度、 ρ_t , ρ_p はそれぞれ標的と弾丸の密度、 A_0 , v_0 は実験で求まる定数である。こ れらの式に、本研究で求めた距離減衰率 $b_n = 1.96$, $A_0\eta = 114$ Pa, $v_0 = 1.8 \, m \, s^{-1}$ と, Ryugu の物性値, $g = 1.2 \times 10^{-4} m s^{-1}$, $r_p = 6.5 cm$, $v_i = 2 km s^{-1}$, $\rho_t = 1.2 \times 10^{-4} m s^{-1}$, $r_p = 1.$ 1200 $kg m^{-3}$, $\rho_p = 1740 kg m^{-3}$ を用いて, Ryugu 上における最大加速度の距離 減衰式を計算した.SCI クレーター形成時のボルダーの移動領域と比較すると, 大きな移動を経験した $x/R_c=2.1$ での最大加速度は $g_{max} = 1.5 \times 10^{-3} m s^{-2}$ とな り、これは Ryugu 表面重力の約 12 倍の大きさだった。また、小さな移動が確 認された $x/R_c=4.1$ での最大加速度は $g_{max} = 4.0 \times 10^{-4} m s^{-2}$ となり、これは Rvugu 表面重力の約 3.3 倍の大きさだった。さらに、衝突励起振動の加速度が Ryugu 表面重力を超える領域は SCI クレーター半径の約 7.6 倍となり、観測結 果と矛盾しないことがわかった. Matsue et al. (2020)の石英砂と比較すると, 距離減衰率が約 2/3 倍であることから、より遠くの距離まで Ryugu 表面重力を 超えている。しかし、本研究で用いた強度が小さく空隙率が大きい風化凝灰岩粒 子と、石英砂と、どちらの標的粒子においても、クレーター近傍の狭い領域しか 振動しないことがわかった. このことは、Ryugu で振動による緩和地形が見ら れないことと整合的である

3.6 衝突励起振動の持続時間

衝突励起振動の第一ピークの持続時間は、地震波の発生メカニズムと密接に 関係している可能性がある。Yasui et al. (2015)では、上向きの加速度の持続 時間を t_{rise} から加速度がバックグラウンドレベルに落ちる時間の間を最初の波 の半周期 T_{half} として定義している。弾丸密度の T_{half} への影響を調べるために、 図 3.19a に細粒標的への衝突速度 150 m s⁻¹で弾丸密度を変化させた場合の、 図 3.19b に大玉標的への衝突速度 4 km s⁻¹で弾丸密度を変化させた場合の T_{half}



図 3.19 衝突速度一定で弾丸密度を変化させた *T*_{half}と衝突点距離 *x*の関係. (a) 細粒標的 (b)大玉標的. 実線は本研究の結果の平均値, 破線はそれぞれ Yasui et al. (2015)と Matsue et al. (2020)で得られたガラスビーズと石英砂の平均値 を示す. 色のついた部分は誤差を示す.

図 3.19a で T_{half} は衝突点距離と弾丸密度に明確な依存はなく、細粒標的において衝突速度 150 m s⁻¹ での T_{half} の平均値は 1.72±0.41 ms である.ただし、弾丸の種類が3種類だけであることに注意していただきたい。図 3.19b で、 T_{half} はばらついているが、衝突点距離と弾丸密度に明確な依存性はなかった。大玉標的に関して衝突速度 4 km s⁻¹ での T_{half} の平均値は 2.79±0.76 ms である。次に T_{half} の衝突速度の依存性を調べるために、細粒標的と大玉標的に対して Al 弾丸を衝突速度を変化させて衝突させた結果を図 3.20a、b に示す.



図 3.20 弾丸密度一定で衝突速度を変化させた T_{half}と衝突点距離 xの関係. (a)細粒標的,(b)大玉標的.図中の実線や破線はそれぞれ衝突速度ごとの平均値 を示す.

図 3.20a から,細粒標的では, T_{half} は衝突点距離に依存していないが,衝突速 度にはわずかに依存していて,衝突速度 4 km s⁻¹の結果は 1 km s⁻¹, 2 km s⁻¹ と比べてわずかに T_{half} が大きい.図 3.20b から,大玉標的では, T_{half} は衝突点 距離にわずかに依存している.また,衝突速度 4 km s⁻¹の結果と 1 km s⁻¹と 2 km s⁻¹の結果の比較から,衝突速度にわずかに依存していると考えられる. Yasui et al. (2015)では 200 μ m ガラスビーズ標的に衝突速度< 150 m s⁻¹の範 囲で衝突させて得られた T_{half} が計測されており,Matsue et al. (2020)では 500 μ m の石英砂標的に衝突速度 0.2-6 km s⁻¹で衝突させたときの T_{half} が計測され ている.その結果,ガラスビーズの T_{half} は衝突速度依存性は確認されず,0.72 ±0.2 ms と報告されている.また,Matsue et al. (2020)では T_{half} は衝突速度に 依存すると報告されており, $T_{half} = (1.65 \pm 0.11) \cdot v_1^{0.14 \pm 0.05}$ である。本研究の結 果をそれぞれの弾丸で衝突速度ごとに整理した結果を図 3.21 に示す.



図 3.21 平均 *T*_{half} と衝突速度の関係.シンボルの違いは,弾丸密度や標的の違いを表す.

整理した結果,平均 T_{half}は,ばらつきが大きく各データのエラーバーも大きかったが,衝突速度の増加に伴ってべき関数的に増加していることがわかった. また,細粒標的の T_{half}は大玉標的に比べて全体的に大きくなることもわかった. た.これらのデータをべき乗則の式に当てはめることで,以下の経験式を得た.

$$T_{half}[ms] = (2.59 \pm 0.21) \cdot v_i^{0.21 \pm 0.06}$$
 (細粒標的) (3.4)

 $T_{half}[ms] = (1.84 \pm 0.23) \cdot v_i^{0.28 \pm 0.12} \text{ (大玉標的)} \quad (3.5)$

 T_{half} の衝突速度依存に関して、大玉標的が細粒標的に比べてわずかに大きくなった。Yasui et al.(2015)では T_{half} は弾丸の標的への潜り込み時間に依存する可能性が議論されており、さらに Matsue et al.(2020)では T_{half} の衝突速度依存性について粘性抗力の観点から議論されている。Matsue et al.(2020)の式(11)より、潜り込み時間 t_p は $\tau = 4\pi\rho_p r_p^2/3A_0\eta$ に依存すると考えられており、 η は標的物質の粘性を示す。そのため、細粒標的と大玉標的で粘性が異なり、 T_{half} が異なった可能性がある。

第4章 議論

4.1 終段階有効エネルギーを用いたクレーターサイズスケーリング則

3.2 節で論じたように、従来の π スケール則では標的粒子の破壊が起こった 場合や標的粒子サイズが変化した場合のクレーター形成過程を1つの経験式で 表現することができない.そこで、本節では、既存のクレーターサイズスケー ル則を改良し、標的粒子の粒径、強度、空隙率によるアーマリング効果の定量 化を行う.図 3.6 から、細粒標的の衝突時には、衝突点近傍で標的粒子が破壊 された後、無傷の標的粒子が放出されていることが確認でき、弾丸の運動エネ ルギーは標的粒子の破壊と放出の2つのエネルギーに分配されていることがわ かる.そこで、まず、重力による body force に抵抗してクレーターが成長す る際に消費されるエネルギーと、標的物質の破壊に消費されるエネルギーの2 つが考慮された終段階有効エネルギー(I)を用いたスケール則、水谷スケーリン グ(Mizutani et al., 1983)を改良する.Iは弾丸が標的に衝突した際に発生する 圧力から決まるエネルギーであり、 $I = P_0 L_p^3$, P_0 は初期発生圧力, L_p は弾丸の 大きさである、水谷スケーリングは以下の式で示される.

 $k_1 g D^4 + k_2 \varepsilon D^3 = I \qquad (4.1)$

ここで、gは重力加速度、 ε は単位質量あたりの標的を破壊に必要なエネルギ ー、 k_1 、 k_2 、aは定数である。左辺の第一項は重力項と呼ばれ、左辺の第二項 は強度項と呼ばれる。上記の式を改良し、本研究のような粒状標的のクレータ ー形成過程におけるアーマリング効果を考慮する。式(4.1)の強度項に衝突の際 に破壊された粒子の数 α を導入して、標的粒子の破壊に使われるエネルギーを 考慮し、式(4.1)を以下のように書き直す。

 $k_1 \rho g D^4 + k_2 \varepsilon \alpha \delta_t d^3 = I (4.2)$

ここで、 ρ は標的のバルク密度、 α は破壊された標的粒子の数、 δ_{t} は標的粒子 1 個の密度、dは標的粒子の平均半径である。図 4.1 に式(4.2)の考えに基づい たクレーター形成時の模式図を示す。



図 4.1 本研究のクレーター形成の模式図.濃い灰色をした粒子が衝突の際に 破壊された標的粒子を示す.

式(4.2)を典型的なクレータサイズ D*で規格化することで,終段階有効エネ ルギーI,クレーター直径 D,標的粒子の平均半径 dの間に以下の関係が得ら れる.

$$I = k_3 \left\{ \rho \left(\frac{D}{D^*} \right)^4 + \alpha \delta_t \left(\frac{d}{D^*} \right)^3 \right\}$$
(4.3)

 $D^* = \frac{\beta(3+\beta^2)}{4\beta^2(2+\beta^2)g}$, β :深さ半径比であり、クレーター形成過程は $D > D^*$ では重力 によって支配され、 $D < D^*$ では強度によって支配される。本研究の結果から、 細粒標的では $D^* = 250$ m,大玉標的では704 m である。式(4.3)の右辺の中括 弧の中は、それぞれ重力と標的粒子の破壊に関係するクレーター直径の項の和 を示し、標的粒子の破壊が起こらない衝突の場合は $\alpha = 0$ となる。式(4.3)を変 形することで、標的粒子破壊がある場合のクレーターサイズ D_d に関して以下 の式を得た。

$$D_{d} = D_{2}^{*} \left[\frac{1}{\rho} \left\{ \frac{l}{k_{3}} - \alpha \delta_{t} \left(\frac{d}{D_{2}^{*}} \right)^{3} \right\} \right]^{1/4}$$
(4.4)

図 4.2 は、細粒標的の実験結果を用いて計算した終段階有効エネルギー*I*と *D*_dの関係を示したものである.



図 4.2 (4.4)式に基づいて、細粒標的の実験結果を使って計算してプロットしている.シンボルの色の違いは弾丸の密度の違いを示す.実線の色の違いは破壊された標的粒子の個数の違いを示す.

Iは衝突条件によって決まる値であり、以下の式に基づいて計算した.

$$I = \frac{1}{2}m_{\rm p}(C_0 + \frac{1}{2}sv_{\rm i})v_{\rm i} \qquad (4.4)$$

 G_0 はバルク音速, *s*は物質定数, *m*_pは弾丸の質量, *v*_iは衝突速度である. バル ク音速は、衝突励起振動の伝播速度 *V*_{pro}をバルク音速として用いた. 物質定数 *s*は一般に 1~2 の間の値とされ、*s* = 1 を採用した. 図 4.2 から、クレーター 直径は *I*の増加とともに大きくなり、クレーター半径と弾丸の運動エネルギー の関係に見られるオフセット領域が *I* = 0.05-0.3 J の範囲で確認された. *I* < 0.05 J の範囲では標的粒子の破壊が起こっておらず $\alpha=0$ と考えることができ るため、I < 0.05 J の実験結果から $k_3 = 4.3 \times 10^{11}$ と求まった.大玉標的に関し ては、標的粒子 1 個を破壊した衝突実験から、 $k_3 = 1.0 \times 10^{13}$ と求まった.実験 結果のクレーターサイズと Iの関係は、 α を変化させることで再現可能であ り、細粒標的のオフセット領域は $\alpha=1-10$ で再現できた. それぞれの α で計 算した曲線は、Iが小さくなると、クレーター直径 Dが急激に0になるが、Iが大きくなると $\alpha=0$ のフィッティング線に漸近していく.また、 $D\sim0$ に落ち る Iは α が大きくなるにつれて大きくなるが、曲線の傾きは α によって変化 しない.本研究の実験データと式(4.3)から、破壊された標的粒子の数を推定す ることができる.実験結果から壊れた標的粒子の数 α と終段階有効エネルギ ーIの関係を求めた.図 4.3 は、全ての実験結果について、破壊された標的粒 子数 α と終段階有効エネルギーIの関係を示したものである.



図 4.3 破壊された標的粒子数 α と終段階有効エネルギーΙの関係.

αは *I*が増加するに従ってべき関数的に増加していることから,以下のような べき乗則でフィッティングすることができる.

$\alpha = A \cdot I^n \quad (4.5)$

ここで、 $A \ge n$ は定数である. $\alpha \ge 1$ の実験結果を用いて、細粒標的ではA = 13.2, n = 1.0, 大玉標的ではA = 0.34, n = 0.99 と求まった.

n はほぼ1 であったことから、1/A は標的粒子1 個を破壊するのに必要なエネ ルギーであり、標的粒子サイズの違いによりAの値は異なった。そのため、Aは標的粒子の強度とサイズに依存していると可能性があり、破壊強度で書き表 すことができる可能性がある。また、 $\alpha \propto I$ であることから、式(4.2)における標 的粒子の破壊に関する項 $k_2 \epsilon \alpha \delta_t d^3 = \gamma I$ と書ける。式(4.2)における重 力項と粒子破壊項の比は、

$$\frac{k_2 \varepsilon \alpha \delta_t d^3}{k_1 \rho g D^4} = \frac{\gamma I}{(1-\gamma)I} = \frac{\gamma}{(1-\gamma)} = const.$$
(4.6)

これは,終段階有効エネルギーが,標的粒子の破壊に使われるエネルギーと, 重力に逆らって標的粒子を放出するのに使われるエネルギーへ分配される割合 が常に一定であることを意味する.図4.1で粒子破壊領域の半径を D_{disr},破壊 に必要なエネルギーを E_{disr},クレーター半径を D_{cra},クレーター形成に必要な エネルギーを E_{cra} とすると,エネルギー分配率が一定であるので,これらのエ ネルギーの比は,

$$\frac{E_{disr}}{E_{cra}} = \frac{C_1 D_{disr}^3}{C_2 D_{cra}^4} = const.$$
(4.7)

よって、粒子破壊領域半径 $D_{disr} \propto D_{cra}^{\frac{4}{3}}$ となる. 粒子破壊領域半径とクレーター 半径の比Rは、

$$R = \frac{D_{disr}}{D_{cra}} \propto \frac{D_{cra}^{\frac{4}{3}}}{D_{cra}} \propto D_{cra}^{\frac{1}{3}} \qquad (4.8)$$

となる.終段階有効エネルギー*I*が増加してクレーター半径が増加した場合, 粒子破壊領域が広がり,占める割合が増大することが予測される.

式(4.5) で *n*=1 として式(4.3) に代入することで,標的粒子の破壊がある 場合のクレーター直径 *D*_dについて以下のように書き換えることができる.

$$D_d = D^* \left[\frac{1}{\rho} \left\{ \frac{I}{k_3} - A \delta_t \left(\frac{d}{D^*} \right)^3 \right\} \right]^{1/4}$$
(4.9)

この式(4.6)を用いることで、クレーターサイズに関する π スケーリング則 に標的粒子の破壊やサイズの影響を組み込むことができる.アーマリング効果 による減少係数fを導入したクレーターサイズに関する π スケーリング則は以 下のように記述できる.

$$\pi_R^* = k_4 f \pi_2^{-a} \pi_4^b,$$

$$f = \left\{ 1 - k_3 A \delta_t \left(\frac{d}{D_2^*} \right)^3 \right\}^{1/4}$$
(4.10)

ここで、式(3.2)における k_4 で、 $k_4 = 0.39 \pm 0.07$ である. n, A, k_3 の定数はす べて上記の議論で既に得られており、細粒標的では $k_3 = 4.3 \times 10^{11}$, $D^*=250$ m, A = 13.2, 大玉標的では $k_3 = 1.0 \times 10^{13}$, $D^*=704$ m, A = 0.34 ある. a と bは、本研究の標的粒子の破壊がなく、クレーター形成効率が大きい実験結果 から求めた π_R と π_2 , π_4 のべき乗関係から、a = 0.21, b = 0.13である. それ ぞれの標的粒子で減少係数fを求めたところ、細粒標的はf = 0.71, 大玉標的は f = 0.67となった. 減少係数は Iに関係なく、A と標的粒子の密度によって決 まる定数とあり、細粒標的・大玉標的ともに 0.7 程度の値になった. すなわ ち、粒子破壊の効果により、約 30%クレーターサイズが小くなることがわかっ た. 図 4.4 に図 3.10 の低速度域の拡大図を示す. 黒の実線は式(3.2)でフィッ ティングした直線を、赤の実線は式(4.10)を使って本研究で求めたアーマリン グ効果による減少係数をもとに計算した直線である. 減少係数fを用いること で本研究のクレーター形成効率の低下を再現できた.



図 4.4 図 3.10 の低速度域の拡大図.黒の実線は本研究で求めたアーマリング 効果がないπスケーリング則,赤の実線はアーマリング効果を含んだπスケー リング則を示す.

3 mm の SUS 弾丸を衝突させたと仮定して,式(4.10)を用いて計算した π_R と π_2 の関係を図 4.4 に示す.式(4.10)において減少係数fを変化させて計算してお り,f = 1はアーマリング効果によるクレーター形成効率の低下がないことを 示す.Ryugu 上の SCI クレーターについて議論する.小惑星 Ryugu の SCI ク レーターの半径は 7.3 m であった(Arakawa et al., 2020). π スケール則を用 いて典型的な砂にできるクレーター半径を予測したところ, 6.9-7.7 m であ る.Ryugu 表面の粒子は空隙率が約 50 %と高空隙で,強度は 200-300 kPa と 低強度であることから,本研究と同じように n=1 と仮定すると,式(4.10)から Ryugu 上におけるアーマリング効果による減少係数f は 0.95 程度と予測するこ とができた.Ryugu 上の全てのサイズのクレーターで,クレーター形成効率が 約 5 %クレーターサイズが小さくなっている可能性が示唆された.



図 4.4 式(4.7)を用いて計算した $\pi_R \ge \pi_2$ の関係. 3 mm の SUS 弾丸が衝突した $\delta_R \ge \delta_2$ の関係. 3 mm の SUS 弾丸が衝突した と 仮定して、減少係数 f を変化させた.

第5章 まとめ

本研究では、標的粒子の破壊強度とサイズ分布がクレーター形成過程におい てクレーターサイズにどのように影響するか、そして低強度粗粒標的における 衝突励起振動の物理的性質を明らかにするため、細粒と大玉の2種類の風化凝 灰岩粒子標的に対して衝突クレーター形成実験を行った。弾丸密度と衝突速度 の影響を調べるために、異なる密度を持つ5種類の弾丸を用いて、衝突速度 100 - 200 m s⁻¹の範囲で低速度実験を、異なる密度を持つ8種類の弾丸を用い て、衝突速度 1.2 - 4.3 km s⁻¹の範囲で高速度実験を行った。さらに、標的内 部に加速度計を埋め込むことで、衝突時に発生し標的内部を伝播する振動のそ の場観測を行った。形成されたクレーターの形状を計測することで、クレータ ー深さ直径比、クレーターサイズと弾丸の運動エネルギーの関係、クレーター サイズスケール則、そして、最大加速度と衝突点距離の関係、衝突励起振動の 伝播速度についても調べた。

形成されてクレーターを観察すると、細粒標的に形成された多くのクレータ ーはリムが明瞭な、お椀型のシンプルクレーターに分類されるクレーターであ った。衝突速度が小さくなるとクレーターリムが不明瞭なクレーターも存在し た。一方で、大玉標的では特徴的なクレーターが形成された。クレーターリム に関しては、リムの高さが標的粒子の粒径と同程度であったため、リムを判別 するのは困難であった。衝突速度4km s⁻¹ではお椀型のクレーターだったが、 衝突速度1 km s⁻¹や2 km s⁻¹で形成されたクレーターは非常に不規則な形をし ていた。1 km s⁻¹では衝突点近傍の粒子が数個取り除かれた程度の小さな孔が 形成されたおり、2 km s⁻¹では衝突速度 1 km s⁻¹で形成されたクレーターより は大きくなったものの、お椀型クレーターに比べて非常に不規則な形状をして いた. また, 衝突速度 200 m s⁻¹ではクレーターは形成されなかった. さら に、クレーター深さ直径比を調べた。細粒標的では、衝突速度に依存せず、弾 丸密度の増加とともに増加した。また、先行研究の石英砂標的に形成されるク レーターの深さ直径比と整合的であった。大玉標的では、クレーター深さが標 的粒子 1~2 個分しかなく誤差が大きかったため、速度依存性、弾丸密度依存性 ともに定量的な評価は困難であった。定性的には、大玉標的に形成されるクレ ーターの深さ直径比は細粒標的よりも全体的に大きいことがわかった.

クレーターサイズと弾丸の運動エネルギーの関係から,弾丸の運動エネルギーが約 0.6 J を超えると,標的粒子の破壊の有無によりクレーターサイズと運

動エネルギーの関係にオフセットが生じることがわかった.また、大玉標的で は細粒標的に比べて形成されたクレーターが小さく、クレーター形成効率が低 くなることがわかった.

クレーターサイズに関するπスケール則で本研究の実験結果を整理したところ、クレーターサイズと運動エネルギーの関係で見られたオフセットは解消されなかった。細粒標的に関してオフセットを挟んで2つのスケール則が得られたが、低強度粗粒粒子標的におけるクレーター形成過程は、従来のπスケール則では表現できないことがわかった。また、大玉標的は細粒標的に比べて、クレーター形成効率が低くなることから、標的強度に加えて、標的粒子のサイズによるアーマリング効果が影響している可能性が考えられる。

衝突励起振動に関しては、標的内部に加速度計を設置することで、振動のその場観測を行った。

伝播時間(t_{max})と衝突点距離xの関係から、衝突励起振動の伝播速度 V_{pro} を求めた.細粒・大玉標的ともに、伝播速度に衝突速度依存性や弾丸密度依存性はなく、細粒標的に関して、 $V_{pro} = 49.7 \pm 12.3 \text{ m s}^{-1}$ 、大玉標的に関して、 $V_{pro} = 67.0 \pm 23.7 \text{ m s}^{-1}$ と求まった。先行研究の、粒径 200 µm のガラスビーズや 500µm の石英砂と比較すると、石英砂と似た伝播速度を持ち、ガラスビーズの約半分の伝播速度であることがわかった。この結果は、振動の周波数が伝播速度を律速するパラメータの1つであることを支持している。

最大加速度 g_{max} と衝突点距離 x の関係から,標的が受ける最大加速度の距離 減衰について調べたところ,細粒・大玉標的ともに最大加速度は衝突速度依存性 と弾丸密度依存性があった.そこで,衝突点距離をクレーターリム半径で規格化 することにより最大加速度の距離減衰に関する以下の経験式を得た. $g_{max} =$ $10^{a_n}(x/R_{rim})^{-b_n}$.標的粒子のサイズに関係なく, $a_n = 1.56$, $b_n = 1.90$,と求めら れた.この経験式から、クレーターリムにおける最大加速度は 35.9 m s²と推定 され、これは地球重力の約3.6 倍に相当する.また、 $g_{max} = 10 \text{ m s}^2$ の時、規格 化距離は $x/R_{rim} = 6.6 と推定されることから、衝突点からこの距離以内にある標$ 的粒子は衝突励起振動によって流動化する可能性があることが示唆された.ま、観測された衝突励起振動波は、弾性波と塑性波に分類できることを発見した. $弾性波と塑性波で最大加速度 <math>g_{max}$ と規格化衝突点距離 x/R_{rim} の関係を整理しな おしたところ、 $g_{max} = 10 \text{ m s}^2 を境界として弾性波と塑性波で分離していること$ がわかった。弾性波の方が塑性波に比べて最大加速度の距離減衰が緩やかであ $り、上記の経験式で整理したところ、<math>a_n = 0.96$, $b_n = 0.82$ と求まった. 衝突励起振動の持続時間 T_{half} についても調べた. T_{half} は衝突点距離と弾丸密度に依存せず,衝突速度にわずかに依存することがわかった. T_{half} に関して以下の経験式を得た. T_{half} [ms] = (2.59 ± 0.21) · $v_i^{0.21\pm0.06}$ (細粒標的), T_{half} [ms] = (1.84 ± 0.23) · $v_i^{0.28\pm0.12}$ (大玉標的).

第4章では、衝突時の粒子破壊や標的粒子の影響を含んだクレーターサイズ スケール則を構築するために議論を行った。衝突の際に破壊された粒子の個数 αを考慮して、弾丸の運動エネルギーによる終段階有効エネルギー*I*が粒子の破 壊とクレーター掘削に消費されると仮定することで、以下の標的粒子の破壊と 標的粒子のサイズに関するアーマリング効果を含んだクレーターサイズスケー リングを構築した。

$$\pi_R^* = k_4 \, \pi_2^{-a} \pi_4^b \, \left\{ 1 - k_3 A I^{n-1} \delta_t \left(\frac{d}{D_2^*} \right)^3 \right\}^{1/4}$$

本研究で得られた nがほぼ1であったため,終段階有効エネルギーIの項はクレ ーター形成効率に影響を与えないことがわかった.このことは,クレーターサイ ズによらず,クレーター掘削体積に対する破壊粒子の体積の割合が等しくなる ことを意味する.

参考文献

Asphaug, E., Melosh, H.J., 1993. The Stickney impact of Phobos – A dynamical mode. Icarus 101, 144–164.

Belton, J. M. S. et al., 1994. First Images of Asteroid 243 Ida. Science 265, 1543-1547.

Chapman and Merline, 2002, Impact History of Eros: Craters and Boulders, Icarus 155, 104–118

Dombard et al.,2010. Boulders and ponds on the Asteroid 433 Eros. Icarus Volume 210, Issue 2, December 2010, Pages 713-721

Fujiwara, A., et al., 2006. The Rubble-Pile Asteroid Itokawa as Observed by Hayabusa. Science 312, 1330-1334.

Grött et al.,2019. Low thermal conductivity boulder with high porosity identified on C-type asteroid (162173) Ryugu. Nature Astronomy volume 3, pages971–976(2019)

Güttler et al.,2012. Cratering experiments on the self armoring of coarse-grained granular targets. Icarus, 220 (2), pp. 1040-1049

Honda et al. 2021, Resurfacing processes on asteroid (162173) Ryugu caused by an artificial impact of Hayabusa2's Small Carry-on Impactor, Volume 366, 15 September 2021, 114530

Housen and Hosapple, 2011. Ejecta from impact crater. Icarus 211,856-875

Housen et al., 1983. Crater ejecta scaling laws: Fundamental forms based on dimensional analysis. J.Geophys.Res.88, 2485-2499

Michikami et al.,2019. Boulder size and shape distributions on asteroid Ryugu Icarus Volume 331, October 2019, Pages 179-191

Miyamoto et al.,2007 Regolith migration and sorting on asteroid Itokawa Science, 316, pp. 1011-1014

Matsue et al.,2020. Measurements of seismic waves induced by high-velocity impacts: Implications for seismic shaking surrounding impact craters on asteroids. Icarus Volume 338, 1 March 2020, 113520

Marchi, S. et al., 2015. Cratering on Asteroids. Asteroids IV, (University of Arizona Press, Tucson, 2015), 725–744.

Melosh, H. J., 1989. Impact Cratering: A Geologic Process, Oxford University Press, New York.

Michikami et al., 2019 Boulder size and shape distributions on asteroid Ryugu, Icarus Vol 331, 179-191

Neukum and Ivanov, 1994, Crater Size Distributions and Impact Probabilities on Earth from Lunar, Terrestrial Planeta, and Asteroid Cratering Data, University of Arizona Press, 1994., p.359

Richardson Jr., J.E. et al.,2005. The global effects of impact-induced seismic activity on fractured asteroid morphology. Icarus, 179 (2005), pp. 325-349

Robinson, M.S. et al.,2002. The geology of 433 Eros. Meteorit. Planet. Sci., 37 (2002), pp. 1651-1684

Tatsumi and Sugita,2018, Cratering efficiency on coarse-grain targets: Implications for the dynamical evolution of asteroid 25143 Itokawa, Icarus300, 227-248

J. I. Trombka et al., 2001. The NEAR-Shoemaker x-ray/gamma-ray spectrometer experiment: Overview and lessons learned, Meteoritics and Planetary Science Vol 36, Issue 12, 1605-1616

Tsujido et al.,2015. Ejecta velocity distribution of impact craters formed on quartz sand: Effect of projectile density on crater scaling law. Icarus Volume 262, December 2015, Pages 79-92

Watanabe et al., 2019, Hayabusa2 arrives at the carbonaceous asteroid 162173 Ryugu- A spinning top-shaped rubble pile, Science 364, 268-272

Yada et al., 2022, Preliminary analysis of the Hayabusa2 samples returned from C-type asteroid Ryugu, NATURE ASTRONOMY VOL 6 , FebruAry 2022 | 214–220

Yasui et al.,2015. Experimental study on impact-induced seismic wave propagation through granular materials. Icarus, 260, pp. 320-331

Yasui et al. 2022., Cratering Experiments on Granular Targets With a Variety of Particle Sizes: Implications for Craters on Rubble-Pile Asteroids, JGR planets, 127

Yeomans et al., 1997, Estimating the Mass of Asteroid 253 Mathilde from Tracking Data During the NEAR Flyby, Science Vol 278, 2106-2109

謝辞

本研究をここまで進めるにあたり,研究室に配属されて以来,6年間にわた りご指導,ご鞭撻をいただいた神戸大学大学院理学研究科の荒川政彦教授,保 井みなみ講師に心から感謝申し上げます.荒川先生,保井先生には惑星科学の 基礎知識から実験技術,研究の進め方,研究者としての心構えに至るまで本当 に数多くのことを学ばせていただきました.怠け癖やサボり癖のある著者でし たので,失望させたりご心配をおかけしたり,何度もご迷惑をおかけしてきま した.それでもここまでご指導いただきまして,本当に心から感謝申し上げま す.

本研究を進める中,ゼミや学会等で大変ありがたい助言やご指導をいただき ました,神戸大学大学院理学研究科の中村昭子准教授をはじめ,白井慶技術職 員,黒崎健二特命助教にも心から感謝申し上げます.

実験を行うにあたり,宇宙科学研究所の長谷川直様,木内真人様,嶌生有理様には,数多くの実験のサポートをしていただき,大変なお力添えをいただきました.また,神戸大学大学院理学研究科の横田優作様にも神戸大学及び宇宙科学研究所で実験のサポートをしていただきました.感謝申し上げます.これらの皆様に心から感謝申し上げます.

最後に,長きにわたる学生生活において,神戸大学大学院理学研究科の旧実 験惑星科学グループや現実験惑星科学グループに在籍された多くの先輩,同 期,後輩の皆様には公使共にお世話になり,これまで続けてこれた支えをいた だきました.特に同期の豊田優佳里様とは研究室配属されて以来6年間,私生 活含めて大変仲良くしていただきました.研究を続ける支えとなりました.心 から感謝申し上げます.

Run			衝突速度	クレーター	クレーター			
Number	標的	弾丸	[m/s]	半径 [mm]	深さ [mm]	π _R	π $_{2}$	$\pi_{_4}$
170926-2	細粒	SUS	85.6	15.17		2.69	1.99×10^{-6}	0.077
170926-3	細粒	SUS	108.6	16.88		2.99	1.24×10^{-6}	0.077
171005-1	細粒	Al_2O_3	119	16.63		3.8	1.02×10^{-6}	0.16
171012-1	細粒	Ny	212	16.54		5.23	3.40×10^{-7}	0.50
171012-2	細粒	Ny	125	16.84		5.42	9.88×10^{-7}	0.55
171012-3	細粒	Gl	153	16.38		4.95	5.38×10^{-7}	0.25
171019-1	細粒	Gl	89.9	16.15		4.81	1.56×10^{-6}	0.23
171102-2	細粒	SUS	193.7	22.42		3.99	3.88×10^{-7}	0.077
171115-1	細粒	SUS	212.8	22.62		4.03	3.22×10^{-7}	0.078
171118-1	細粒	SUS	177.9	21.27		3.79	4.58×10^{-7}	0.077
171118-2	細粒	SUS	171.2	21.25		3.79	4.97×10^{-7}	0.077
171118-3	細粒	SUS	207.4	23.35		4.15	3.39×10^{-7}	0.077
171204-1	細粒	Ny	50	12.34		3.97	6.15×10^{-6}	0.54
180115-1	細粒	Gl	47.6	13.6		3.8	6.01×10^{-6}	0.25
180118-1	細粒	Gl	154	16.63		4.88	5.6×10^{-7}	0.26
180122-1	細粒	Zr	205	22.81		4.44	3.52×10^{-7}	0.11
180125-1	細粒	Zr	41.7	15.78		3.04	8.59×10^{-6}	0.11
180125-2	細粒	Zr	164	21.42		4.1	5.56×10^{-7}	0.11
180125-3	細粒	Zr	104	15.7		3.01	1.38×10^{-6}	0.11
180126-1	細粒	Zr	104	16.02		3.14	1.36×10^{-6}	0.11
180126-2	細粒	Zr	190	20.82		4.08	4.07×10^{-7}	0.11
180126-3	細粒	Zr	168	20.72		4.03	5.21×10^{-7}	0.10
180129-1	細粒	Zr	160	18.89		3.66	5.8×10^{-7}	0.11
180129-2	細粒	Zr	163	20.03		3.9	5.53×10^{-7}	0.10
180129-3	細粒	Zr	127	18.55		3.58	9.27×10^{-7}	0.11
180131-1	細粒	Zr	39.7	14.2		2.7	9.67×10^{-6}	0.11
180131-2	細粒	Zr	43.9	15.51		2.95	7.91×10^{-6}	0.11
180612-1	細粒	SUS	113.64	13.52		2.42	1.1×10^{-6}	0.073
----------	----	-----------	--------	-------	-------	-------	------------------------	-------
180612-2	細粒	SUS	50	17.8		3.18	5.7×10^{-6}	0.074
180616-1	細粒	SUS	46.73	15.69		2.8	6.55×10^{-6}	0.074
180628-1	細粒	SUS	120.19	16.23		2.92	1.01×10^{-6}	0.080
180702-1	細粒	SUS	85.62	17.06		3.04	1.95×10^{-6}	0.074
180910-1	細粒	SUS	144.51	18.35	12	3.25	6.92×10^{-7}	0.075
180911-1	細粒	SUS	120.19	18.88	18	3.34	1.02×10^{-6}	0.07
180911-2	細粒	Al_2O_3	49.02	12.73	5	2.95	5.95×10^{-6}	0.16
180913-1	細粒	Al_2O_3	104.17	12.68	4.5	2.9	1.33×10^{-6}	0.16
180914-1	細粒	Al_2O_3	109.65	16.51	9.9	3.85	1.2×10^{-6}	0.17
180918-1	細粒	Al_2O_3	176.06	16.05	10.33	3.74	4.66×10^{-7}	0.17
180918-2	細粒	Zr	169.49	18.26	12.72	3.69	5.03×10^{-7}	0.11
180922-1	細粒	SUS	142.05	18.54	13.19	3.28	7.24×10^{-7}	0.077
180922-2	細粒	SUS	136.24	18.67	13.64	3.32	7.92×10^{-7}	0.079
181003-1	細粒	SUS	210.97	21.24	11.22	3.81	3.3×10^{-7}	0.081
181003-2	細粒	SUS	195.31	21.48	13.05	3.83	3.84×10^{-7}	0.079
181005-1	細粒	SUS	121.36	18.49	12.17	3.29	9.98×10^{-7}	0.080
181005-2	細粒	SUS	102.46	18.84	10.91	3.36	1.39×10^{-6}	0.079
181010-1	細粒	SUS	120.77	16.03	10.98	2.86	1.01×10^{-6}	0.080
190130-1	細粒	Al	2208	39.79	22.07	14.88	2.01×10^{-9}	0.22
190130-2	細粒	Al	2260	39.84	22.65	14.94	1.92×10^{-9}	0.22
190130-3	細粒	Al	2320	40.85	21.53	15.28	1.82×10^{-9}	0.22
190130-4	細粒	Al	4386	63.55	31.51	23.84	5.09×10^{-10}	0.22
190130-5	細粒	Al	4318	72.46	41.96	27.1	5.26×10^{-10}	0.22
190131-2	細粒	Al	4259	64.68	29.56	24.26	5.09×10^{-10}	0.22
190131-3	細粒	Al	1263	28.73	12.49	10.78	6.14×10^{-9}	0.22
190131-4	細粒	Al	1201	28.82	13.73	10.81	6.79×10^{-9}	0.22
190131-5	細粒	Al	1220	31.4	15.59	11.78	6.58×10^{-9}	0.22
190131-6	大玉	Al	4578	62.56	38.41	17.49	4.68×10^{-10}	0.091
190131-7	大玉	Al	4525	58.63	34	16.39	4.79×10^{-10}	0.091
190131-8	大玉	Al	1946	27.97	18.8	7.84	2.59×10^{-9}	0.092
190627-1	大玉	Al	1137	23.49	25.61	6.57	7.58×10^{-9}	0.091

190627-2	大玉	Al	1188	23.82	26.46	6.66	6.94×10^{-9}	0.091
190627-3	大玉	Al	2293	25.96	21.14	7.26	1.86×10^{-9}	0.091
190627-4	大玉	Al	2259	26.49	25.13	7.4	1.92×10^{-9}	0.091
190627-5	大玉	Al	4075	53.25	41.85	14.89	5.9×10^{-10}	0.091
191105-3	大玉	Ny	4401	35.22	27.32	13.53	5.06×10^{-10}	0.28
191105-4	大玉	Ti	4292	58.45	41.41	14.1	5.32×10^{-10}	0.059
191106-1	大玉	Zr	4105	53.92	42.03	11.75	5.82×10^{-10}	0.043
191106-2	大玉	SUS	4010	62.26	44	12.41	6.09×10^{-10}	0.033
191106-3	大玉	Cu	4042	59.94	44.82	11.44	6.0×10^{-10}	0.029
191106-4	大玉	WC	3765	62.92	48.89	10.2	6.91×10^{-10}	0.018
200601-1	細粒	鉄	40.98	14.51	6.83	2.58	8.66×10^{-6}	0.078
200602-1	細粒	鉄	38.16	14.98	8.12	2.67	1.00×10^{-5}	0.078
200602-2	細粒	鉄	88.65	14.99	9.41	2.67	1.86×10^{-6}	0.079
200602-3	細粒	鉄	103.73	19.71	11	3.51	1.37×10^{-6}	0.080
200609-1	細粒	鉄	155.28	20.78	11.57	3.7	6.08×10^{-7}	0.079
200610-1	細粒	鉄	96.90	16.69	9.38	2.98	1.56×10^{-6}	0.080
200612-1	細粒	鉄	93.28	16.42	8.81	2.93	1.68×10^{-6}	0.079
200612-2	細粒	鉄	59.24	17.52	8.12	3.12	4.19×10^{-6}	0.080
200616-1	細粒	鉄	142.86	18.55	9.86	3.3	7.20×10^{-7}	0.079
200616-2	細粒	Ny	73.53	15.05	5.19	4.76	2.88×10^{-6}	0.53
200617-1	細粒	Ny	101.63	16.35	6.19	5.26	1.53×10^{-6}	0.57
200617-2	細粒	Ny	92.59	15.19	5.31	4.89	1.82×10^{-6}	0.567
200807-1	細粒	Ny	127.23	16.77	5.92	5.3	9.60×10^{-7}	0.53
200828-1	細粒	SUS	183.82	23.62	12.65	4.21	4.35×10^{-7}	0.080
210316-2	大玉	PC4.7mm	4669	106.61	56.4	16.77	1.06×10^{-9}	0.21
210316-3	大玉	PC4.7mm	4149	92.40	62.6	14.53	1.34×10^{-9}	0.21
210316-5	大玉	PC4.7mm	2311	54.54	28.8	8.58	4.31×10^{-9}	0.21
210317-1	大玉	PC4.7mm	2339	50.78	41	7.99	4.21×10^{-9}	0.21
210317-6	細粒	SUS	4212	75.85	42.6	20.26	5.52×10^{-10}	0.079
210317-7	細粒	Ti	4440	69.91	36.9	22.62	4.97×10^{-10}	0.14
210318-6	細粒	Cu	4029	75.53	38.4	19.29	6.04×10^{-10}	0.070
210318-7	細粒	PC2mm	4000	47.23	19.6	23.70	6.13×10^{-10}	0.53

Run number	標的	弾丸	v_i ,[m/s]	<i>R,</i> [mm]	$t_{\rm rise,}[{ m ms}]$	$t_{\rm max,}[{ m ms}]$	$T_{ m half,}[m ms]$	$g_{\rm max,} [{ m m/s}^2]$	X[mm]	$X/R_{\rm rim}$
180612-1	細粒	鉄	113.64	13.52	1.04	1.76	1.48	4.56	58.60	3.33
					1.60	2.75	1.9	4.35	84.88	4.83
180612-2	細粒	鉄	50	17.80	0.428	1.4	2.94	22.7	49.5	2.14
					2.75	3.52	1.58	0.98	84.26	3.64
					1.14	3.12	3.1	0.97	94.96	4.10
20180628-1	細粒	鉄	120.19	16.23	0.587	1.22	2.36	24.5	36.84	1.75
					1.64	2.26	1.21	4.73	61.24	2.90
					1.15	2.68	2.85	8.72	70.80	3.35
20180702-1	細粒	鉄	85.62	17.06					31.72	1.43
									55.40	2.50
					0.709	2.17	2.54005	3.7	71.82	3.24
20180616-1	細粒	鉄	46.73	15.69					52.34	3.34
					0.465	2.92	3.08997	1.31	91.05	5.8
					0.145	2.95	3.79997	0.63	79.62	5.07
20180910-1	細粒	鉄	144.51	18.35					32.96	1.8
									49.29	2.69
					0.758	1.6	2.62	11.17	45.48	2.48

表2 低速度域と高速度域における加速度についての実験結果

20180911-1	細粒	鉄	120.19	18.88					19.92	1.06
					1.15	1.78	1.35	5.09	44.97	2.38
					1.18	2.28	2.29	7.99	60.64	3.21
20180913-1	細粒	アルミナ	104.17	12.68					16.38	1.29
					1.58	2.21	1.03	1.9	52.75	4.16
									57.44	4.53
20180914-1	細粒	アルミナ	109.65	16.51					21.71	1.31
					2.04	2.59	1.14	1.57	68.04	4.12
					2.2	2.69	0.82	0.77	67.83	4.11
20180918-1	細粒	アルミナ	176.06	16.05					22.74	1.42
					1.39	2.11	1.22	3.95	59.47	3.7
					1.48	2.16	1.31	4.67	56.97	3.55
		ジルコニ								
20180918-2	細粒	P	169.49	18.26					23.02	1.26
					1.52	2.33	1.42	4.32	66.29	3.63
					1.29	2.18	1.59	6.67	58.42	3.2
20180922-1	細粒	鉄	142.05	18.54					26.73	1.44
					0.994	2.17	1.92	4.32	50.17	2.71
					1.23	2.35	1.91	6.79	63.93	3.45
20180922-2	細粒	鉄	136.24	18.67					29.13	1.56
					1.84	2.77	1.46	3.66	64.88	3.48

					2.02	3.14	1.95	4.06	84.09	4.5
20181003-1	細粒	鉄	210.97	21.24	0.439	0.709	2.0	37.04	41.86	1.97
					1.42	2.14	1.61	11.06	58.76	2.77
					1.92	2.78	1.54	5.34	83.7	3.94
20181003-2	細粒	鉄	195.31	21.48	0.701	1.47	2.41	27.06	41.89	1.95
									66.42	3.09
					2.14	3.52	2.15	4.85	102.09	4.75
20181005-1	細粒	鉄	121.36	18.49	0.542	1.24	2.3	48.74	32.61	1.76
									67.33	3.64
					2.23	3.32	1.78	2.68	93.76	5.07
20181005-2	細粒	鉄	102.46	18.84					23.3	1.24
									52.17	2.77
					1.44	2.28	1.39	3.16	61.45	3.26
20181010-1	細粒	鉄	120.77	16.03	0.65	1.5	2.32	28.4	48.12	3.0
					3.31	4.02	1.27	1.76	106.91	6.67
					3.34	4.3	1.69	2.55	122.95	7.67
20190130-1	細粒	アルミ	2208	39.79	0.819	1.9	2.06998	8.82	68.77	1.73
					1.46	3.35	2.68	4.78	134.68	3.39
					2.77	3.93	1.92	1.48	190.49	4.79
20190130-2	細粒	アルミ	2260	63.55	3.53	5.57	3.0	0.74	183.68	2.89
					2.38	4.03	2.54	2.65	86.09	1.35

									65.95	1.04
20190130-3	細粒	アルミ	2320	72.46	1.59	3.92	3.53	3.69	91.67	1.27
					2.76	5.03	3.35	1.92	150.38	2.08
									60.11	0.83
20190130-4	細粒	アルミ	4386	63.55	1.87	4.91	4.82	14.17	125.26	1.97
					3.28	6.08	4.4	3.0	186.52	2.93
									77.83	1.22
20190130-5	細粒	アルミ	4318	72.46	2.37	3.93	3.24	15.66	122.23	1.69
					2.16	3.68	3.94	29.1	105.45	1.46
									58.07	0.80
20190131-2	細粒	アルミ	4259	64.68	2.16	4.18	3.15	6.02	141.47	2.19
					3.16	4.36	3.47	9.26	120.3	1.86
									47.84	0.74
20190131-3	細粒	アルミ	1263	28.73	2.52	4.35	2.74	1.37	149.57	5.21
					2.45	3.88	2.35	1.22	132.68	4.62
					0.528	2.26	2.77	3.88	60.72	2.11
20190131-4	細粒	アルミ	1201	28.82	1.43	2.98	2.43	2.31	100.34	3.48
									52.5	1.82
									45.97	1.6
20190131-6	大玉	アルミ	4578	62.56	2.35	3.4	2.62	8.34	182.04	2.91
					1.32	2.38	2.98	15.28	142.56	2.28

									65.39	1.05
20190131-7	大玉	アルミ	4525	58.63	1.46	2.72	2.49	5.6	142.47	2.43
					0.627	1.83	1.98002	24.9	100.66	1.72
					0.527	1.6	2.64002	24.12	86.65	1.48
20190131-8	大玉	アルミ	1946	27.97	1.88	3.92	3.15	1.04	175.31	6.27
					0.476	2.03	2.78005	5.42	115.38	4.12
					0.636	1.13	0.60005	2.46	59.6	2.13
20190627-1	大玉	アルミ	1137	23.49	1.28	2.46	2.31	1.54	108.01	4.6
					0.686	1.76	2.73004	2.74	87.27	3.71
					0.206	1.52	2.37004	3.16	51.79	2.20
20190627-2	大玉	アルミ	1188	23.82	1.52	2.58	2.2	1.32	134.35	5.64
					0.311	0.631	0.96998	2.18	71.82	3.01
					0.111	0.691	1.23998	6.88	47.25	1.98
20190627-3	大玉	アルミ	2293	25.96	2.51	4.24	3.63	1.84	183.88	7.08
					2.1	2.9	1.32	1.3	116.73	4.5
					0.649	1.1	1.49996	14.58	58.07	2.24
20190627-4	大玉	アルミ	2259	26.49					153.91	5.81
					1.68	1.96	1.16	4.06	74.51	2.81
									40.91	1.54
20190627-5	大玉	アルミ	4075	53.25	2.2	2.99	2.17	3	151.4	2.84
					1.26	2.34	1.91	8.32	124.36	2.34

									95.64	1.8
20191105-3	大玉	ナイロン	4401	35.22	1.41	2.43	2.11	3.36	104.65	2.97
					2.48	3.51	1.94	0.86	127.94	3.63
					1.27	2.33	1.95	3.9	131.7	3.74
20191105-4	大玉	チタン	4292	58.45					95.78	1.64
									113.95	1.95
					0.782	3.26	4.06004	7.22	142.36	2.44
		ジルコニ								
20191106-1	大玉	P	4105	53.92	0.825	3.15	3.15998	8.88	94.09	1.75
					0.845	2.42	3.40998	21.16	116.1	2.15
					1.29	3.0	3.12	11.28	128.05	2.37
20191106-2	大玉	SUS	4010	62.26	0.914	2.05	2.62597	16.22	109.87	1.76
					0.694	2.15	2.70997	19.24	121.32	1.95
					1.15	3.48	3.79	5.06	134.09	2.15
20191106-3	大玉	銅	4042	59.94	1.23	2.2	1.58	14.88	101.48	1.69
					1.27	2.78	3.51	16.06	113.68	1.9
					1.51	2.65	2.75	19.86	127.38	2.13
20191106-4	大玉	WC	3765	62.92	0.482	1.71	2.76003	20.44	103.16	1.64
					0.752	2.11	4.84003	16.3	118.16	1.88
									154.63	2.46
20191225-1	大玉	アルミ	196.85						24.32	

					0.999	1.57	1.17996	5	54.29	
					1.28	2.44	2.8	2.22	95.71	
20191226-1	大玉	アルミ	167.79		0.35	0.91	1.02	87.56	32.49	
					1.07	1.59	1.21	3.23	71.33	
					1.16	2.51	2.62	2.206	94.34	
20191226-2	大玉	鉄	75.76					112.6	31.23	
					1.43	2.37	1.38	1.1	109.79	
						4.02		5.11	137.31	
20191226-3	大玉	鉄	188.68						43.43	
					0.882	1.27	1.44	10.44	64.61	
					0.942	1.99		6.11	71.78	
20200114-1	大玉	アルミ	152.44						29.49	
									66.88	
									106.78	
20200114-2	大玉	鉄	168.35		0.626	1.11	1.65	34	60	
					1.01	1.65	2.26	9.66	70	
					1.44	2.5	2.47	5.83	9	
20200602-2	細粒	鉄	88.65	14.98						
					2.12	2.64	1.28	3.68	56.69	2.91

20200602-3	細粒	鉄	103.73	14.99						
					1.42	2.69	2.04	4.42	70.59	3.62
20200609-1	細粒	鉄	155.28	20.78	1.06	2.16	2.7	16.16	45.40	1.68
					1.19	2.25	2.09	13.99	53.94	1.99
20200610-1	細粒	鉄	96.90	16.69	0.75	1.94	2.38	21.14	39.38	1.82
					1 99	2.54	2.09	4 40	60.22	2 79
20200612-1	細粒	鉄	93.28	16.42	1.23	2.34	2.08	4.49	00.32	2.70
					1.38	2.19	1.61	6.75	56.26	2.64
					1.32	2.50	1.88	7.22	64.88	3.04
20200612-2	細粒	鉄	59.41	13.48						
					0.89	2.20	2.14	5.01	52.67	3.01
20200616-1	細粒	鉄	142.86	18.55						
					1.73	2.53	1.70	10.06	56.34	2.33
20200616-2	細粒	ナイロン	73.53	11.58	1.31	2.68	2.08	1.56	60.14	3.99

2	20200617-1	細粒	ナイロン	101.62	12.58						
									1.36	70.56	4.32
						2.77	3.50	1.38	0.932	87.26	5.34
2	20200617-2	細粒	ナイロン	92.59	11.68						
						1.19	2.84	1.98	0.396	71.08	4.68
						2.29	3.12	1.71	0.964	86.57	5.70