

小惑星リュウグウ表層を模擬した粉粒体層に対するクレーター形成実験

保井みなみ¹, 大川初音¹, 荒川政彦¹, 横田優作¹, 長谷川直²

1. 神戸大学大学院理学研究科 2. 宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所

1. はじめに

小惑星 Ryugu の表面は直径 5 m を超えるボルダーで全体が覆われており, そのボルダーの積算サイズ頻度分布はベキが $-2.5 \sim -3$ で近似される[1, 2]. また, これらのボルダーの強度は熱慣性の測定から約 200 kPa と見積もられており, 火成岩や堆積岩などの地球の岩石と比較して1桁以上小さい[3].

このようなボルダーで覆われた Ryugu には, 直径 100 m 以下のクレーターが非常に少ないことがわかっている[1]. その原因として, 以下の2つが考えられる. 1つは, Armoring 効果である. この効果は, 衝突体がそれよりも大きなサイズのボルダーに衝突すると, ボルダーが破壊され, クレーターが形成されない現象のことを言う. もう1つは, 衝突励起震動である. 震動によってボルダーが移動し, 表面状態を変化させ, クレーターが小さくなったり, 埋めてしまうという現象である.

2019年4月5日, 探査機はやぶさ2によって, Ryugu への人工クレーター (SCI) 形成実験が行われた. 形成した SCI クレーターの直径は 14.5m であり, これは細粒砂を用いた室内実験で得られたクレータースケール則の予測値とほぼ同じであった [4]. 大きなボルダーで覆われた Ryugu ではクレーター直径は小さくなると事前に予測されていたため, この結果は予想外であった. 一方, DCAM3 の観測では, 非対称で不均一なエジェクタカーテンが観察されている. これは, クレーター掘削過程や衝突破片の噴出が, 大きなボルダーによって妨害された可能性を示唆している. さらに, ONC 画像の解析から, クレーターの内外で様々なサイズのボルダーの移動が観察された. これは, クレーター掘削によるものと衝突励起震動によるものが主と考えられ, SCI 衝突時に衝突励起震動が発生したことを示唆している.

以上より, 小惑星 Ryugu の小クレーター消失の原因と SCI クレーター形成で明らかとなったクレータースケール則, エジェクタの不均一性, 衝突励起震

動発生の可能性の影響を網羅的に説明するには, ボルダーの影響を考慮したそれぞれの経験式を確立する必要があると考えた. そこで本研究では, Ryugu 表層を模擬した標的を用いて, クレーター形成実験を行った. 今年度は, Armoring 効果によるクレーター形成効率の低下とボルダーの放出過程の三次元挙動を調べるため, サイズ頻度分布を変化させた Ryugu 表層模擬粉粒体層を用いて, クレーター形成効率及びエジェクタ放出過程を調べた.

2. 実験方法

標的はガラスビーズを用いた. 直径 0.1, 1, 3, 10 mm のものを等質量割合で混合した4種混合と (バルク密度 1.97 g/cm^3 , 安息角 26°), 1, 3, 10mm のものを等質量で混合した3種混合 (1.68 g/cm^3 , 29°). 直径 0.1 mm のみの試料 (1.42 g/cm^3 , 25°) の3種類を用意した.

実験は, 宇宙科学研究所の縦型二段式軽ガス銃を用いた. 弾丸は直径 1 または 2 mm の密度の異なる5種類の球 ($1.1 \sim 9.0 \text{ g/cm}^3$) を用いた. 衝突速度は $1.0 \sim 4.4 \text{ km/s}$ である. また比較のため, 神戸大学の縦型一段式軽ガス銃を用いて, 衝突速度 $51 \sim 208 \text{ m/s}$ の低速度の実験も行った.

エジェクタ放出過程の観察は, 標的表面に着色したガラスビーズを等間隔で配置し, 同期させた二台以上の高速カメラを用いて, 同時に1つのビーズを追跡し, 三次元空間座標を決定した (図1). 追跡するビーズの直径は 3, 5, 10 mm とした.

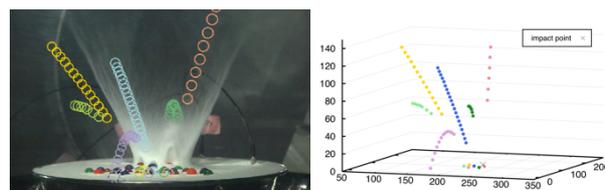


図1 左は追跡したビーズの軌跡を画像上で示した図. 右はそれを三次元座標に示した図.

3. 実験結果

3.1. クレーター形状

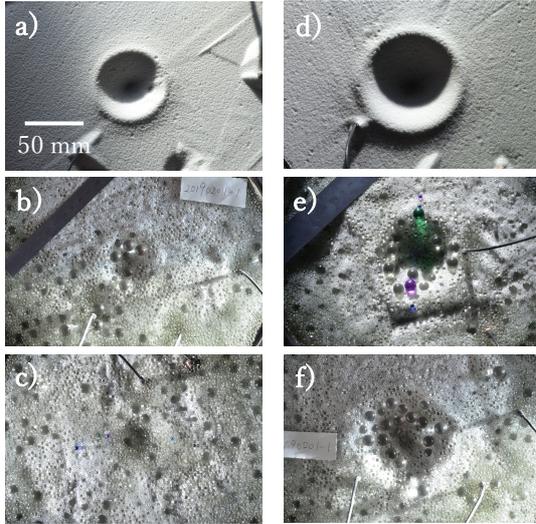


図2 クレーター写真. a)とb)は0.1 mm 標的, 他は4種混合標的. a)~c)は衝突速度 1 km/s, d)~f)は 4 km/s である. 弾丸は直径 1 mm のアルミ球を使用した. c)と f)は弾丸が 10mm ビーズに衝突した (fractured と呼ぶ). スケールは全て同じである.

図2は, 各標的のクレーターを表している. 標的の種類の違いを見ると, 0.1 mm 標的の場合は, クレーターが円形でクレーターリムが明瞭に確認される. 一方, 4種混合標的はクレーターが不規則形状をしており, リムがはっきりしない. また, 標的表面の 10 mm ビーズに弾丸が衝突した場合, 1 km/s ではクレーター自体がはっきりせず, サイズがかなり小さくなった (図2c) が, 4 km/s では 10 mm ビーズ以上に弾丸が衝突した場合 (図2e) と比べても, クレーターサイズの変化はほぼ見られなかった (図2f). また, 衝突速度の違いで見ると, 1 km/s では4種混合標的に比べて 0.1 mm 標的の方がクレーターサイズが大きくなったが, 4 km/s ではクレーターサイズの違いははっきりとみられなかった.

3.2. クレータースケール則

図3は, 4種混合標的のクレーターリム直径と運動エネルギーの関係を示している. リム直径は運動エネルギーと共に増加するが, 橙色の点線を境に, 同じ運動エネルギーでもリム直径にオフセットがあった. これは, 点線より左側が神戸大学で行った低速度の実験, 右側が宇宙科学研究所で行った高速度の実験結果を示しており, リム直径に弾丸サイズと衝突速度の依存性があることを示している. この傾向は 0.1mm 標的や 3種混合でも確認された.

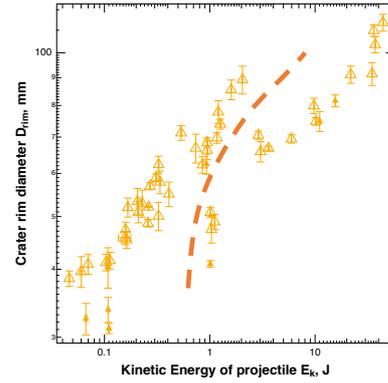


図3 4種混合における弾丸の運動エネルギーとクレーターリム直径の関係.

このオフセットの影響を考慮するため, 実験結果をクレータースケール則を用いて, 整理した. クレーター半径に関するクレータースケール則は, 以下の式を用いた[5].

$$R_c \left(\frac{\rho_t}{m_p} \right)^{1/3} = K_1 \left(\frac{g r_p}{v_1^2} \right)^{-\mu/(2+\mu)} \left(\frac{\rho_t}{\rho_p} \right)^{(2+\mu-6\nu)/3(2+\mu)} \quad (1)$$

$$\pi_R = R_c \left(\frac{\rho_t}{m_p} \right)^{1/3} \quad (2)$$

$$\pi_2 = \frac{g r_p}{v_1^2} \quad (3)$$

$$\pi_4 = \frac{\rho_t}{\rho_p} \quad (4)$$

m_p は弾丸質量, v_1 は衝突速度, ρ_t は標的密度, g は重力加速度である. また, R_c はクレーター半径であり, $R_c = R_{rim}/1.26$ を用いて変換した[6].

図4は, π_2 を一定とした場合の低速度及び高速度における π_R と π_4 の関係を示している. 4種混合標の場合, 低速度及び高速度において, π_R と π_4 の関係はそれぞれ1つの fitting line で示せた. そして, そのベキが低速度では 0.013, 高速度では 0.009 となり, ほぼ違いはみられなかった.

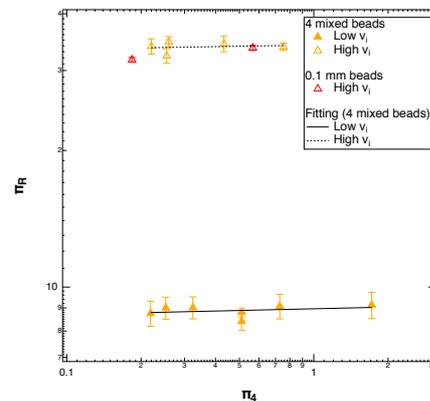


図4 π_R と π_4 の関係.

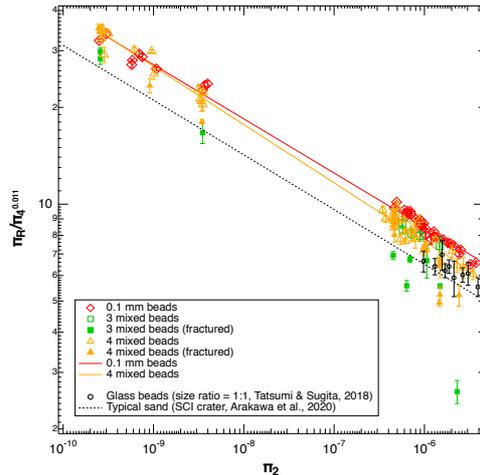


図5 $\pi_R/\pi_4^{0.011}$ と π_2 の関係. π_4 のべき 0.011 は図4で求めたべきの平均値である.

図5は図4で求めたべきの平均値を用いて規格化した π_R と π_2 の関係を示している. スケール則に適用した結果, 図3で見られたオフセットを解消することができた. また, π_2 が 10^{-7} 以上(低速度)の場合は0.1mm標的が3, 4種混合標的に比べて若干 π_R が大きくなるが, 10^{-8} 以下(高速度)ではほぼ一致した. また, 4種混合標的の低速度の π_R は, 先行研究の1:1衝突(標的粒子と弾丸サイズが共に10mm)の結果とほぼ一致した[7]が, SCIクレーター径と一致する細粒砂の結果よりは大きくなった[4]. さらに, 3種混合標的は4種混合標的に比べて, 10mmビーズに衝突する確率が高くなった. これは, 標的中の10mmビーズの割合が3種混合の方が大きいためである. そのため今回は, 0.1mm標的と4種混合標的のスケール則を調べた. その結果, 0.1mm標的は $K_1 = 0.83$, $b = 0.17$, 4種混合標的は $K_1 = 0.63$, $b = 0.18$ となった. この結果を用いてスケールパラメータ μ , ν を計算したところ, 0.1mm標的は $\mu = 0.40$, $\nu = 0.40$, 4種混合標的は $\mu = 0.44$, $\nu = 0.40$ となった. これらの値は細粒砂の $\mu = 0.41$, $\nu = 0.40$ とほぼ一致した[5].

3.3. エジェクタ放出過程

エジェクタの放出速度に関するスケール則は, 以下の式で示される[5].

$$\frac{v_0}{\sqrt{gR}} = K_2 \left(\frac{r_0}{R}\right)^{-1/\mu} \quad (5)$$

v_0 は粒子の放出速度, r_0 は衝突点から粒子の放出位置までの距離を示す. 図6は4種混合標的における規格化した粒子の放出速度(式5の左辺)と規格化距離 r_0/R の関係をj示している. 4種混合標的の場合, 同

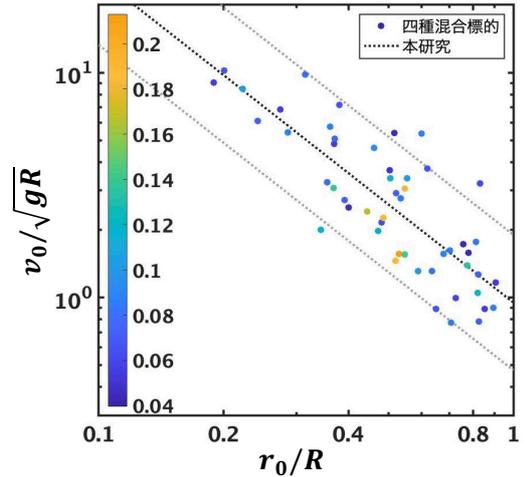


図6 4種混合標的の放出速度に関する無次元量と放出位置の無次元量の関係. スケールバーは, クレーター半径で規格化した追跡粒子の半径を示す.

じ規格化距離でもばらつきが大きくなった. 最小二乗法でスケール則を求めた結果を黒の点線で示しているが($K_1 = 0.95$, $\mu = 0.69$), そのばらつきは4倍程度(灰色の実線)であった. また, 衝突速度の依存性や放出粒子の粒径による系統的な変化はみられなかった.

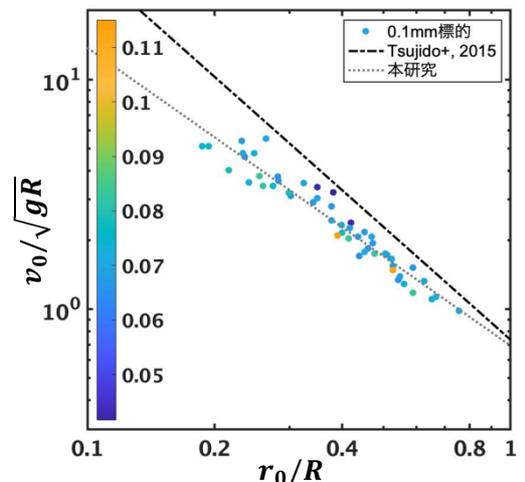


図7 0.1mm標的の放出速度に関する無次元パラメータと放出位置の無次元量の関係.

図7は0.1mm標的における規格化した粒子の放出速度と規格化距離の関係をj示している. 0.1mm標的の場合は4種混合標的に比べて比較的ばらつきが小さく, クレーター半径に対する粒子半径が大きいほど, 放出速度が遅くなった. この関係からスケール則を調べた結果, $K_1 = 0.69$, $\mu = 0.77$ となった. また, 石英砂[8]と比較すると, 全体的に放出速度は小さくなった. この規格化距離を粒子の外側の端までの距離 r_0' に変更して, 再解析した結果が図8である. 粒

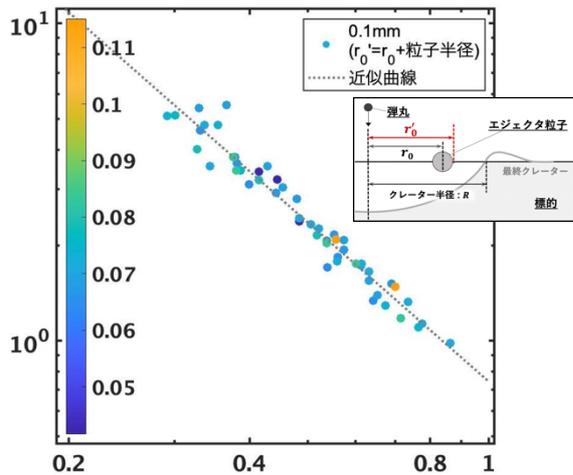


図8 0.1mm 標的の放出速度に関する無次元パラメータと衝突点から粒子の外側の端までの距離の無次元量の関係。

子の外側の端の距離を用いると、粒子サイズ依存性をスケール化することができた。そして、改めてスケール則を調べた結果、 $v_0/\sqrt{gR} = 0.75(r_0'/R)^{-1/0.60}$ となった。この結果は、大きさが無視できない粒子の放出速度は、粒子の中心ではなく、粒子の端で受ける運動量で律速されている可能性があることを示唆している。

4. まとめ

サイズ頻度分布を持つガラスビーズに対するクレーター形成実験を行い、クレーターサイズ及び放出速度に関するスケール則を調べた。

- $\pi_2 > 10^{-7}$ の場合、0.1mm 標的と比較して 3, 4 種混合標的の方がクレーター形成効率 π_R が小さくなったが、 $\pi_2 < 10^{-8}$ では、ほぼ同じであった。
- クレーターサイズに関するスケール則は、0.1mm 標的では $\pi_R/\pi_4^{0.011} = 0.83\pi_2^{-0.17}$ 、4 種混合標的では $\pi_R/\pi_4^{0.011} = 0.63\pi_2^{-0.18}$ となった。
- 4 種混合標的の粒子放出速度は、同じ規格化放出位置でもばらつきが大きく、衝突速度や粒子サイズの系統的な変化はみられなかった。
- 0.1mm 標的の粒子速度は 4 種混合標的に比べて比較的ばらつきが小さく、粒子速度が大きいほど放出速度が小さくなった。
- 衝突点から粒子の端までの距離で粒子放出速度と距離の関係を再解析した結果、粒子サイズ依存性を含めた放出速度に関するスケール則、 $v_0/\sqrt{gR} = 0.75(r_0'/R)^{-1/0.60}$ を求めることができた。

5. 参考文献

- [1] Sugita et al. (2019), Science 364, eaaw0422.
- [2] Michikami et al. (2019), Icarus 331, 179–191.
- [3] Grott et al. (2019), Nature Astron. 3, 971–976.
- [4] Arakawa et al. (2020), Science 368, 67–71.
- [5] Housen & Holsapple (2011), Icarus 211, 856–875.
- [6] Matsue et al. (2020), Icarus 338, no.113520.
- [7] Tatsumi & Sugita (2018), Icarus 300, 227–248.
- [8] Tsujido et al. (2015), Icarus 262, 79–92.