

# AN HIGH-PRECISION SEMI-ANALYTICAL ON-HUGONIOT EOS FOR GEOLOGIC MATERIALS.

Seiji Sugita<sup>1</sup>, Kosuke Kurosawa<sup>2</sup>, Toshihiko Kadono<sup>3</sup> and Takayoshi Sano<sup>3</sup>, <sup>1</sup>Univ. of Tokyo (Kashiwa, Chiba, sugita@k.u-tokyo.ac.jp), <sup>2</sup>JAXA/ISAS (Sagamihara, Kanagawa), Osaka Univ. (Suita, Osaka).

**Introduction:** The equation of state (EOS) of geologic materials, such as silicates and ices, under highly shock-compressed states play an important role in planetary evolution. Extensive research has been conducted for the EOS of solid materials. A number of very sophisticated thermodynamics-based EOS's, such as SESAME [1] and M-ANEOS [2], have been developed. These numerical EOS codes, however, use many model parameters to reproduce experimental data. Thus, it is difficult to find the optimum model parameters uniquely, requiring extensive experiments covering a wide range of thermodynamic conditions.

Such costs for EOS's may be necessary evil because physics behind the EOS of highly shock-compressed geologic materials is very complicated. In fact, recent experimental result using high-power laser have revealed further intricate properties of silicates under high compression conditions, such as large departure of isochoric specific heat  $C_v$  from Dulong-Petit limit due to molecular dissociation and ionization [e.g., 3,4]. In order to incorporate such complex properties into a thermodynamics-based EOS properly, physics behind these materials needs to be modeled well.

Such thorough understanding of material properties is essential for building a versatile EOS for hydrocode calculations. However, there are many occasions where the thermodynamic properties only along Hugoniot compression curve are needed. For example, estimation of the fractions impact melt/vapor and the final molecular composition of impact vapor plume requires only the entropy gain due to initial impact shock.

Furthermore, when a new range of shock pressures is explored, thermodynamic measurements are usually very limited. Also, the vast majority of shock compressed EOS data are taken only along Hugoniot curves. However, many thermodynamic data including both on-Hugoniot and off-Hugoniot conditions are needed to revise sophisticated EOS's accurately. Such revisions often take time and have to wait for data accumulation. Nevertheless, when new experimental data are obtained, one would wish to examine the significance of such new data promptly. Thus, a simple EOS that works only on Hugoniot curves but can describe the experimental data accurately would be very useful for shock compression experimental data analysis.

In this study, we propose a semi-analytical formula of on-Hugoniot EOS derived from the differential form of Rankine-Hugoniot equation and compare it with conventional EOS's and experimental data.

**Analytical Formulation:** One of the outstanding properties of condensed matter under shock compression is the linear velocity relation between particle velocity  $U_p$  and shock velocity  $U_s$ :

$$U_s = C_o + s U_p \quad (1)$$

where  $C_o$ , and  $s$  are bulk sound velocity and a constant, respectively. This relation is known to hold for a variety of materials over a wide range of impact velocity [5]. Despite the wide applicability of this relation, most EOS's do not take advantage of this relation. One of the few exceptions is the analytical EOS by Tillotson [6]. It is simple and accurate (for compression) and has been used widely. However, it is not thermodynamically self-consistent and cannot calculate entropy gain due to shock heating.

In addition to the  $U_p$ - $U_s$  relation (1), we use only general thermodynamic relations, the differential form of Rankine-Hugoniot relations, and Grüneisen EOS.

From these relations, we obtain ordinary differential equations for temperature  $T$  and entropy  $S$ :

$$\frac{dT}{dU_p} = C_o \Gamma_o T \frac{(U_s - U_p)^{q-1}}{U_s^{q+1}} + \frac{s U_p^2}{C_v U_s} \quad (2)$$

$$\frac{dS}{dU_p} = \frac{s U_p^2}{T U_s} \quad (3)$$

Density and pressure can be obtained with frequently used analytical solutions for Hugoniot curves:

$$p = \rho_o U_s U_p, \quad \rho = \rho_o \frac{U_s}{U_s - U_p}. \quad (7)$$

Then, all the basic thermodynamic variables can be calculated for Hugoniot without having knowledge of an off-Hugoniot EOS. This EOS needs only six model parameters  $\rho_o$ ,  $C_o$ ,  $s$ ,  $C_v$ ,  $\Gamma_o$ , and  $q$ .

**Experimental Validation:** In order to examine the validity of the new on-Hugoniot EOS, we compared the results of our calculations and literature values.

Fig. 1 shows comparisons between our EOS and ice shock experiment data with single-stage powder gun [7]. Because all the parameter values are well established, there is no room for adjustment for fitting. However, the comparison indicates that our semi-analytical EOS can reproduce shock temperature and entropy very well.

Similarly, our semi-analytical EOS are compared with shock data of both diopside and quartz obtained by 2-stage light-gas gun [9,10] (Fig. 2). The shock temperatures measured around 150 GPa are well reproduced by our EOS with Dulong-Petit assumption.

These good reproductions of well-established shock temperature data and entropy estimates support the validity of our new EOS for Hugoniot conditions.

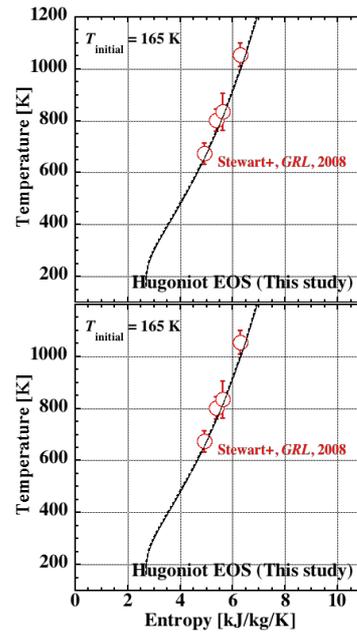
**Planetary-Velocity Impacts:** For extremely high-pressure shocks,  $C_v$  is not approximated by a constant value well; it may become well above Dulong-Petit limit [e.g., 3,4]. The effect of specific heats can be calculated easily with our new EOS.

Although there is good agreement among different EOS's at relatively low shock pressures ( $\sim 150$  GPa) in Fig. 2B, different EOS's yield significantly different results at higher shock pressures (several hundred GPa) [4]. This scatter results from the fact that there are not many experimental data available in the higher shock pressure range. Under such conditions, our EOS is useful because it does not require many data points to make accurate predictions along a Hugoniot curve. It can also be used as an anchor for the more sophisticated EOS for Hugoniot conditions.

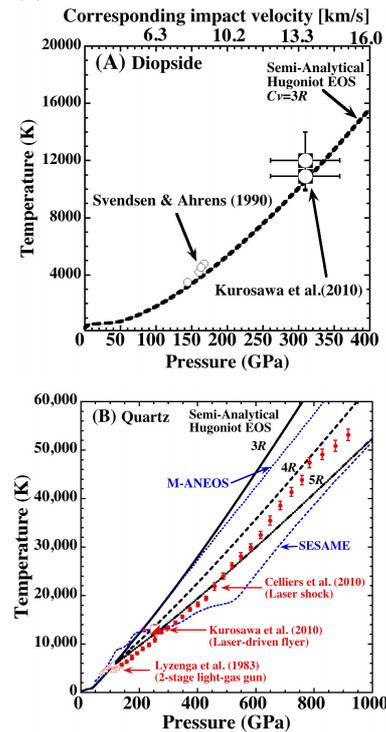
Furthermore, because  $C_v$  is a very important property to characterize condensed matter, the capability to derive  $C_v$  from temperature data is very useful. A couple of examples of comparisons between our recent experimental data and our EOS predictions are shown in Fig. 2. The quartz data at 150 GPa requires  $C_v$  significantly larger than  $3R$ , but the shock temperatures of diopside at  $\sim 300$  GPa is consistent with the Dulong-Petit value. Such difference in  $C_v$  among different silicates is of great importance in planetary science.

**Planetary Applications:** Perhaps, the most important thermodynamic variable that an on-Hugoniot EOS is expected to provide is entropy. Once shock-induced entropy gain is known, its final thermodynamic state after adiabatic decompression can be accurately calculated. There are a number of applications of such entropy calculations in Earth and planetary science. For example, the degrees of melting and vaporization, post-decompression temperature of impact-induced vapor can be calculated relatively easily once entropy gain is given. Furthermore, this EOS is useful for matching thermodynamic conditions between laser-induced and impact-induced vapor plumes [12].

**References:** [1] Kerley, G.I. (2009), *Kerly Tech. Serv. Rep. KTS09-1.*, [2] Melosh, H.J. et al. (2007), *MAPS*, 42, 2079–2098. [3] Hicks, D. et al. (2006), *PRL*, 97, 025502. [4] Kurosawa, K. et al. (2011) *Proc. 17<sup>th</sup> APS SCCM Mtg.* in press. [5] Trunin, R. F. et al. (2001), *Experimental Data on Shock Compression and Adiabatic Expansion of Condensed Matter*, Academic Press. [6] Tillotson, J. H. (1962), *Metallic equations of state for hypervelocity impact*. San Diego: General Dynamics. [7] Stewart, S. T. et al. (2008), *GRL*, 35, L23203. [8] Svendsen, B. and T. J. Ahrens (1990), *JGR*, 95, 6943–6953. [9] Lyzenga, G. A. et al. (1983), *JGR*, 88, 2431–2444. [10] Celliers, P.M. et al. (2010) *PRL*, 104, 184503. [11] Kurosawa, K. et al. (2010), *GRL*, 37, L23203. [12] Sugita, S., et al. (2003), *LPS XXXIV*, Abstract#1573.



**Figure 1.** Comparison between shock experimental data [7] and our proposed EOS calculations. The results of Both temperature and entropy are reproduced well by our semi-analytical EOS.



**Figure 2.** Comparison between EOS calculations and shock experimental data for diopside [8,11] and quartz [9,10,11]. Temperature and entropy for both diopside and quartz at shock pressures below 200 GPa are reproduced well by our semi-analytical EOS and Dulong-Petit  $C_v$ , but temperature measurements at much higher shock pressure for quartz with intense laser [11] requires higher  $C_v$  than Dulong-Petit ( $3R$ ). For comparison, M-ANEOS and SESAME calculations by [4] for the same conditions are also shown.

# 10km/sを超える衝突速度でのクレーター形成実験

○荒川政彦<sup>1</sup>, 藤田幸浩<sup>2</sup>, 中村昭子<sup>1</sup>, 岡本尚也<sup>1</sup>,  
門野敏彦<sup>3</sup>, 重森啓介<sup>3</sup>, 弘中陽一郎<sup>3</sup>, 佐野孝好<sup>3</sup>, 境家達弘<sup>3</sup>

1 神戸大学, 2 名古屋大学, 3 大阪大学

## はじめに

太陽系には10km/sを超える高速度衝突現象が頻繁におきている。例えば、地球・月系への小惑星衝突の平均速度は10数km/sと言われており、また、木星系や土星系の衛星への系外からの衝突は、20km/sを超えることが知られている。このような超高速度での衝突実験を再現するために、阪大レーザー研の高出力レーザーを用いた飛翔体加速による弾丸衝突技術が開発された。現在、100~250 $\mu$ mの金属弾丸を>10km/sで定常的に加速することに成功している。この技術を用いて、これまで未踏領域であった超地球脱出速度におけるクレーター形成実験が行われている。>10km/sでは、珪酸塩鉱物の溶融・蒸発が起こる衝突圧力であるため、衝突時のエネルギー散逸機構が大きく変化することが期待される。その結果、衝突のスケール則に影響を及ぼす可能性がある。

10km/sを超える衝突時の衝撃圧力の減衰過程の研究は、これまで数値シミュレーションにより行われてきた。その結果、衝突溶融や蒸発が起きると圧力減衰率が大きく変化することがわかっている。カンラン石を用いたシミュレーションでは、衝突溶融が開始すると初期圧力が高くなればなるほど溶融領域での減衰が大きくなるという結果が得られている (Pierazzo et al., 1997)。一方、氷は珪酸塩と違って衝撃溶融が起こる圧力が低いため、5km/s未満の衝突速度で溶融を開始する。そこで、上記のような圧力減衰と衝突溶融の関係を室内実験において確認可能である。白井らの実験では、衝突速度~3km/sでは、衝突点近傍で非常に減衰の激しい領域が確認されており、衝突溶融との関係が示唆されている (Shirai et al., 2008)。このように、衝撃圧力の減衰率が衝突溶融に起因して、衝突速度により変化することから、衝突のスケール則も同様に衝突速度依存性を示すと思われる。そこで、本研究では、固体天体を構成する代表的な岩石であるカンラン石と玄武岩を用いて>10km/sでのクレーター形成実験を行い、クレータースケール則に対する衝突速度依存性について実験的に調べることにした。

## 実験方法

衝突実験は阪大レーザー研の激光XII-HIPERレーザーを用いて行った。弾丸加速に持ちいたレーザーのエネルギーは<~5kJである。弾丸にはAl球を用いており、そのサイズは100 $\mu$ mと250 $\mu$ mの二種類である。レーザー加速の結果、弾丸の衝突速度は9~61km/sであることがX線ストリークカメラによる観測で確認されている。試料には、玄武岩立方体（城崎産）とカンラン岩立方体（幌満産）を用いた。試料サイズは15mmである。弾丸と試料の間は<5mmとして、弾丸の分裂前に試料への衝突が起こるようにしている。実験後は試料を回収して、クレーターの観察を顕微鏡、SEMにより行った。

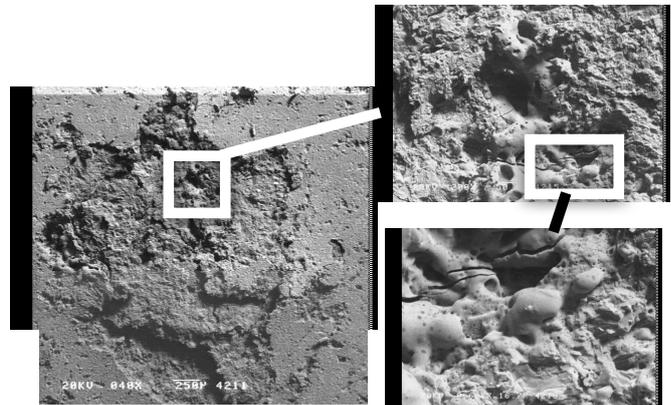


図1 玄武岩上のクレーター (SEM像)

10-2-10-3:Al  
250 $\mu$ m, 13.3km/s

## 実験結果

(1) 形状: 玄武岩試料では、衝突エネルギーが小さい時には、はっきりしたクレーターが作られなかった。衝突したと思われる領域が破碎を受けて、破片が剥がれてるだけの状態で、飛び散らずにちゃんとした孔には成長していない。また、衝突エネルギーが大きい時に作られる衝突孔も形状が不定形で4km/s以下で形成される典型的なピット・スポール型のクレーターとは形状が異なる。クレーター内部をSEMで観察すると図1のように局所的に溶融・固結したと思われる場所を点在して確認することができた。玄武岩試料を構

成する斑晶，石基の構造は，今回の弾丸サイズよりも大きいか，ほぼ同じサイズである。従って，弾丸により発生した衝撃波の伝播は試料の不均一構造に大きく影響を受けることになる。玄武岩に含まれる数%の空隙や結晶粒界における衝撃波の反射が，クレーター形状や融解・固結構造の原因ではないかと思われるが，詳しい考察は今後行う予定である。一方，カンラン岩試料では，玄武岩試料で観察されたような融解の証拠は確認されなかった。クレーターの壁や底面は破断面を示し，破碎によりクレーター孔が形成されたことがわかる。クレーター形状は円形のものが多いが，実験によってはカンラン岩に潜在的に存在したクラックがクレーターの成長を妨げているようなものもある（図2）。衝突孔は一般には白濁しており，細粒の破碎がクレーター壁でおきていることが推測される。次に図3に形成したクレーターの直径-深さ比を示す。参考のため2-4km/sでナイロン弾丸により玄武岩上に形成されたクレーターの直径-深さ比も示す。このように今回の高速度衝突では，直径-深さ比が，玄武岩・カンラン岩の両方で0.1となり，低速度実験と比較して小さな値をとっていることがわかる。高速度衝突での浅いクレーターの特徴の原因は，衝突溶融が関与している可能性が高いが詳しいメカニズムはまだわかっていない。

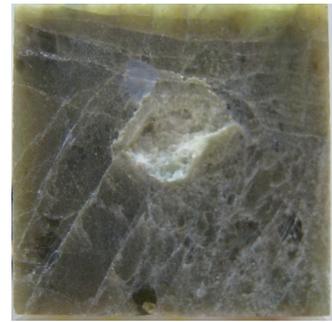


図2 カンラン岩上のクレーター。衝突速度22km/s，アルミ直径121 μm

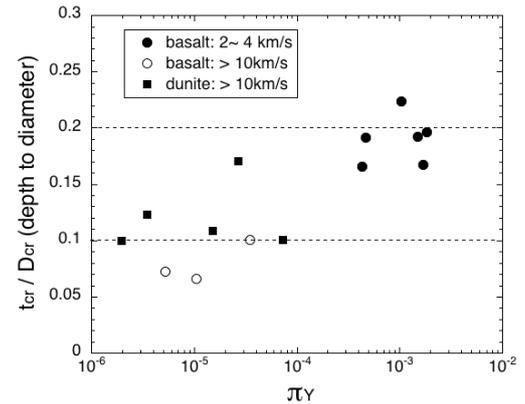


図3 クレーターの直径-深さ比

(2) **スケーリング**：今回の実験結果におけるクレーター直径のまとめを図4に示す。参考のため，2-4km/s の速度で玄武岩に衝突させた結果も同じ図に掲載する。実験結果を

Holsappleらのスケール則と比較するために，縦軸はスケーリングされたクレーターサイズ ( $\pi_R$ ) に密度補正を加えた無次元数を取り，横軸は物質強度と運動エネルギーの比に関連する無次元数をとる。実験データのバラツキが大きいので，確定的なことは言い難いが，Holsapple and Housen (2007)で提案されている強度支配域でのスケール則を同じ図にプロットすると，低速と高速の両方のデータを矛盾なく説明できることがわかる。実際，岩石の種類を無視してすべてのデータを使って，フィッティングすると彼らの提案するスケール則のほぼ一致した。

$$\pi_R(\rho/\delta)^{0.4} = 1.2 \pi_Y^{0.255}$$

$\pi_Y$  は， $Y/\rho v_i^2$  と定義される。Yは試料強度， $\rho$ は密度， $v_i$ は衝突速度である。データ解析の方法としては，各速度領域で別々にフィッティングする方法もあるので，そのような解析を行なってみると，低速度実験の結果と高速度実験の結果では，はっきりしたオフセットが現れるような結果となった。オフセットがある場合は，その原因として衝突溶融による圧力減衰の増加が推測されるが，既存のスケール則と一致してしまった場合，衝突溶融がクレータースケール則には影響を及ぼさないことになる。これらのどちらが正しいかは，現在のところはっきりしない。今後，低速実験と高速実験の衝突条件が重なるような実験を行なって確認していく必要がある。

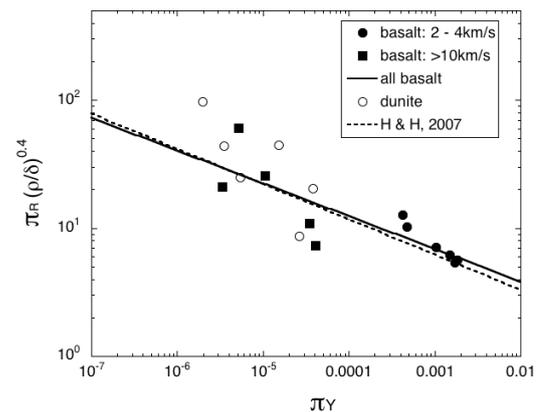


図4 クレーターサイズに関するスケール則

## 鉄隕石の衝突破壊

中村昭子<sup>1</sup>, 桂 武邦<sup>1</sup>, 長谷川 直<sup>2</sup>, 高部彩奈<sup>1</sup>, 瀬藤真人<sup>1</sup>, 三軒一義<sup>1</sup>

(1 神戸大学, 2 ISAS/JAXA)

鉄隕石は, その宇宙線照射年代 (Eugster et al. 2006) から過去 1.5 億年以内に最後の破壊過程を経たと考えられる. 地球近傍の力学寿命が 100 万年程度である (e.g. O'Brien and Greenberg 2005) ことを考慮すると, この最後の破壊過程の大部分は, 小惑星メインベルト, すなわち, 低温の環境下で起こったと考えられる. 他方, 鉄隕石母天体は, 内惑星領域で集積し破壊されたシナリオ (Bottke et al. 2006) や, 鉄隕石母天体がコアが冷え切る前に破壊されたこと (Scott et al. 2007) が示唆されている. 鉄隕石の低温 (200K 以下) での衝突破壊強度についての実験研究はあるが (Ryan and Davis, private communication; Holsapple et al. 2002), 常温での衝突破壊強度はわかっていない.

本研究では, 常温の鉄隕石を岩石や金属と衝突させる実験を行い, 衝突破壊条件を調べた. 実験では, 宇宙研の二段式軽ガス銃と神戸大学の火薬銃を用いた. 宇宙研の実験では, 鉄隕石や鋼を, 岩石やナイロンと速度 1.4 ~ 5.9 km/s で衝突させ, 鉄隕石・鋼破片を磁石を用いて回収した. 神戸大学の実験では, 鉄隕石や鋼を, 銅や鋼に速度 0.45 ~ 1.4 km/s で衝突させ, 破片を回収した. 今回の実験では, 鉄や鋼に比べて衝突させた岩石等のほうが常に大きかったので, 従来の衝突破壊のスケーリングパラメタ  $Q$  (= 標的質量あたり, 標的と弾丸質量を合計した系の質量あたり, の弾丸の運動エネルギー) を用いるのは適当でない. そこで, 衝突初期発生圧力を一次元近似で計算し, それと, 最大破片質量割合の関係を調べた. 最大破片質量割合が 0.5 となる初期発生圧力を見ると, 鉄や鋼の質量が, 0.1, 1, 14 g と大きくなるにつれて, 初期発生圧力が小さくなることが示された. これは, 常温の鉄や鋼の衝突破壊が, ひずみ速度依存性を持つとして解釈できる.

本研究ではさらに, 常温の鋼と 200K 以下に冷却した鋼を同様の衝突条件で破壊し, 衝突破壊の程度を比べた. 両者には最大破片質量の違いは見られなかった. しかし, 破片のサイズ分布は両者で異なり, 低温での破片が岩石と同様であるのに対し, 常温での破片は同じサイズのものができているという特徴が見られることがわかった.

# 普通コンドライト隕石母天体を模擬した石膏・ガラスビーズ混合物の 衝突破壊実験

保井みなみ<sup>1</sup>、荒川政彦<sup>2</sup>

1 神戸大学自然科学系先端融合研究環      2 神戸大学大学院理学研究科

## はじめに：

普通コンドライト隕石母天体は、微惑星の衝突によって生じた衝突破片やその衝突破片の再集積によって形成した天体（主にS型小惑星）であると考えられている。普通コンドライト隕石はミリサイズのコンドリュールと、マトリックスと呼ばれるサブミクロンサイズのシリケートダストから構成される。従って、普通コンドライト隕石母天体を形成した微惑星は、コンドリュールとマトリックスからなると予測される。そのため、普通コンドライト隕石母天体の形成条件を考える上で、上記のような微惑星の衝突破壊と再集積過程を調べるのが重要となる。

本研究では、コンドリュールおよびマトリックスを球形ガラスビーズ、石膏で模擬した混合試料を用いて衝突実験を行った。そして、衝突破片速度と衝突破壊強度に対するガラスビーズ（コンドリュール）の効果を調べた。

## 実験方法：

実験は、神戸大学に設置された一段式及び二段式軽ガス銃を用いて行った。標的試料は、石膏に直径100 $\mu$ m、1mm、3mmの球形ガラスビーズを混ぜて作成した。普通コンドライト隕石に含まれるコンドリュールの体積含有率が65-75%と見積もられていることから（Grossman et al., 1988）、ガラスビーズの体積含有率は約60%とした。また、比較のために、ビーズを含まない純石膏標的も用意した。標的試料は、直径30mm、高さ20-40mmの円筒形と、1辺10-30mmの立方体を用意した。実験条件は次の通りである。一段式軽ガス銃の場合は、直径10mm、質量0.5gのナイロン球を弾丸に用いて、衝突速度を60-180m/sとした。二段式軽ガス銃の場合は、直径1.6mm、高さ2.5mm、質量7mgの円筒形ナイロンを弾丸に用いて、衝突速度を3.3-4.2km/sとした。

標的の衝突破壊の様子を観察して衝突破片の飛翔速度を計測するため、高速度ビデオカメラを用いて撮影を行った。撮影速度は毎秒3000-10000コマ、シャッタースピードは1 $\mu$ sとした。また、衝突破壊強度を調べるため、実験後に衝突破片を回収して破片の質量を計測した。

## 実験結果：

### ① 衝突破片速度

本研究では、衝突点の反対点からの飛翔速度（反対点速度  $V_a$ ）と、衝突面の端点からの飛翔速度（端点速度  $V_{c-g}$ ）を計測し、エネルギー密度  $Q$  との関係性を調べた。エネルギー密度  $Q$  は、弾丸と標的の総質量と弾丸の運動エネルギーの比（ $Q=m_p V_i^2/2(m_p+M_t)$ 、 $V_i$ は衝突速度、 $m_p$ と  $M_t$ は弾丸および標的質量）で定義される量である。その結果、2つの破片速度は  $Q$  の増加に伴って大きくなった。反対点速度  $V_a$  の場合は、ビーズサイズとビーズ含有率の依存性は見られなかった。しかし、一段式銃の結果（低速度衝突）と二段式銃の結果（高速度衝突）が異なり、同じエネルギー密度では高速度衝突の結果が低速度衝突の結果より約1桁小さくなった。各衝突速度での関係性は低速度衝突  $V_a=5.01 \times 10^{-2} Q^{0.81}$ 、高速度衝突  $V_a=6.03 \times 10^{-3} Q^{0.81}$  となった。一方、端点速度  $V_{c-g}$  の場合は、ビーズサイズとビーズ含有率、そして衝突速度にも依存しないことがわかった。そして、 $V_{c-g}$  と  $Q$  の関係性は、 $V_{c-g}=9.33 \times 10^{-2} Q^{0.7}$  と表された。

### ② 衝突破壊強度

実験後に回収した衝突破片の最大破片質量  $m_l$  を調べ、エネルギー密度  $Q$  との関係性を調べた。その結果、標的質量で規格化した最大破片質量（規格化最大破片質量  $m_l/M_t$ ）は、 $Q$  の増加に伴って小さくなった。衝突速度範囲が同じ場合（使用した銃が同じ場合）、同じエネルギー密度では石膏の  $m_l/M_t$  がビーズ混合物の  $m_l/M_t$  よりも5~10倍大きくなった。一方、同じ標的であれば、高速度衝突の  $m_l/M_t$  が低速度衝突  $m_l/M_t$  よりも約1桁大きくなった。ここで、衝突破壊強度  $Q^*$  は  $m_l/M_t$  が0.5になるときの  $Q$  と定義される。各標的の  $Q^*$  を調べた結果、低速度衝突の場合は約56~450J/kgとなり、石膏標的が最大で、3mm標的が最

小となった。しかし、ビーズサイズやビーズ含有率で系統的な変化は見られなかった。また高速度衝突の 100 $\mu$ m 標的の  $Q^*$  は約 980J/kg となり、低速度衝突の 100 $\mu$ m 標的よりも約 13 倍大きくなった。

**議論：**

実験結果から、エネルギー密度  $Q$  と規格化最大破片質量  $m_i/M_t$ 、反対点速度  $V_a$  の関係は、低速度衝突と高速度衝突で異なることがわかった。これは、衝突時の発生圧力と衝撃圧の減衰率の違いが、実験結果の衝突速度による違いを反映していると考えた。エネルギー密度は発生圧力と減衰率を考慮したパラメータではない。そこで、発生圧力  $P_0$  と減衰率  $\alpha$  を考慮した無次元衝突応力  $P_I$  を用いて実験結果を再解析し、低速度衝突と高速度衝突の結果がうまくスケールされるかを調べた。 $P_I$  は Mizutani et al. (1990) によって提案された固体物質中の衝撃波生成と伝播を基に作られたパラメータで、 $P_I = (P_0/Y)(m_p \rho_t / M_t \rho_p)^{\alpha/3}$  ( $Y$  は引張強度、 $\rho_t$  は標的の密度、 $\rho_p$  は弾丸の密度) と表記される。衝突発生圧力  $P_0$  は、インピーダンスマッチング法を用いて計算した。また引張強度  $Y$  は、衝突実験で用いた標的と同じ試料 (直径 30mm、高さ 12-18mm) を用いてブラジリアン試験を行い、得られた破壊強度を用いて計算した。そして、各関係において、衝突速度に依存せず全ての結果が最も良く一致する減衰率  $\alpha$  を求めた。その結果を、図 1 に示す。反対点速度  $V_a$  は、 $V^* (=Y/\rho_t C_t, C_t$  は標的のバルク音速で計測値) で規格化し、無次元量とした。計算した結果、減衰率  $\alpha$  が 2 になると各関係において全ての結果が良い一致を示すことがわかった。そして、規格化最大破片質量  $m_i/M_t = 12.26 P_I^{-1.35}$ 、規格化反対点速度  $V_a/V^* = 0.55 P_I^{1.04}$  という経験式で表されることがわかった。

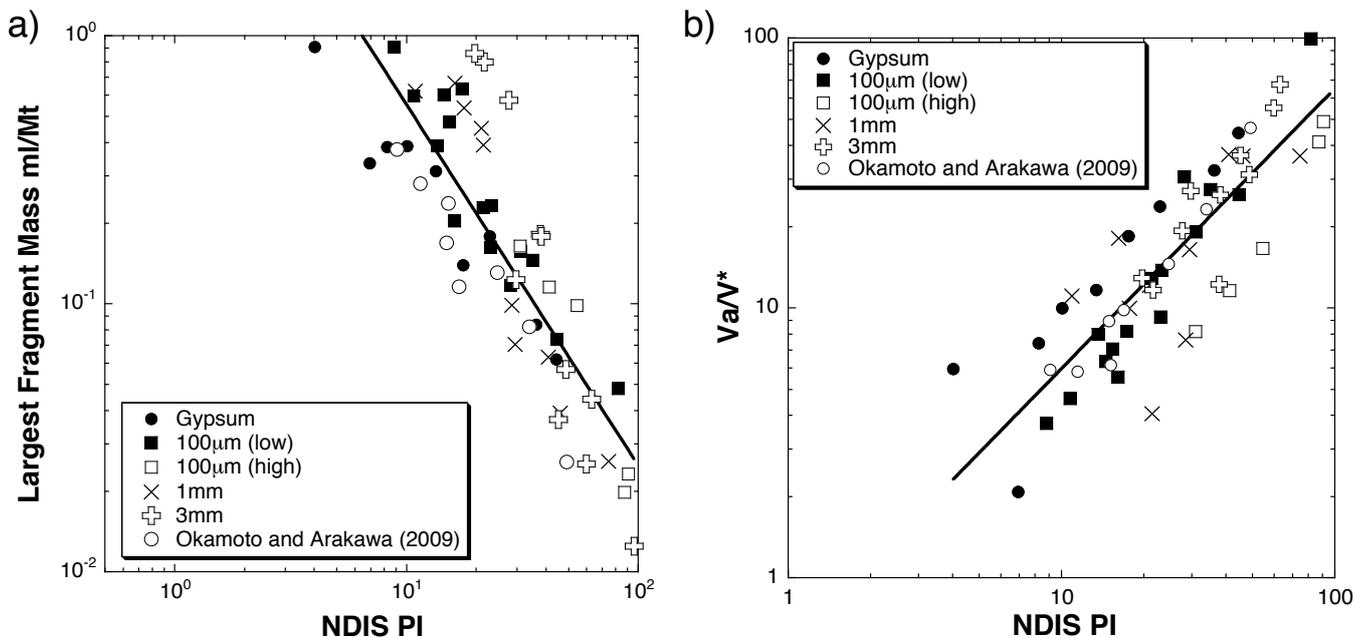


図 1 a) 規格化最大破片質量  $m_i/M_t$  と無次元衝突応力  $P_I$  の関係 b) 規格化反対点速度  $V_a/V^*$  と  $P_I$  の関係

**参考論文：**

- Grossman et al. (1988), in Meteorites and the Early Solar System, 619-659.
- Mizutani et al. (1990), Icarus 87, 307-326.
- Okamoto and Arakawa (2009), Meteorit. Planet. Sci. 44, 1947-1954.

※ 本発表内容は以下の論文を基にしているため、詳細は以下を参照してもらいたい。

M. Yasui and M. Arakawa (2011), Impact experiments of porous gypsum-glass bead mixtures simulating parent bodies of ordinary chondrites: Implications for re-accumulation processes related to rubble-pile formation, Icarus 214, 754-765.

# 低密度エアロジェルへの衝突・貫入過程の高速カメラ撮影

○門野敏彦（大阪大学レーザーエネルギー学研究センター）

新居見励，土山明（大阪大学理学部）

奥平恭子（会津大学）

長谷川直，田端誠（宇宙科学研究所）

弾丸が低密度エアロジェルへ衝突・貫入過程を高速カメラにより観測した。多様な弾丸を使って実験を行い，トラックが成長する様子を調べた。

## 1. はじめに

NASA のスターダスト探査では，低密度のシリカエアロジェルを使って大量の彗星塵が捕獲され地上に持ち帰られた[1]。エアロジェル中には彗星塵の貫入により多様な形状のトラックが形成されていた。探査で回収されたトラック形状と較正実験を基にして，突入してきた彗星塵のサイズや密度が推定されている[2,3]。トラック形状から彗星塵の性質をより定量的に知るためには，衝突条件とトラック形状をつなぐ貫入過程とトラック形成のモデルが必要である。このためには貫入過程をその場観測することが望ましい。これまでに多くの衝突貫入実験が行われてきた[e.g., 4-6]が，貫入過程のその場観測をした例は少なく[7,8]，特にトラックの太さ（直径）についての定量的測定の結果はほとんど報告がない。今回，われわれは多様な弾丸を使って貫入過程を高速カメラによりその場撮影を行った。

## 2. 実験方法

宇宙科学研究所の二段式軽ガス銃を使って衝突実験を行った。三種類の弾丸を用意した：(A) ソーダライムガラス球 (SLG：直径  $\sim 500 \mu\text{m}$ )，(B)  $20 \mu\text{m}$  微小シリカ球と  $300 \mu\text{m}$  直径 SLG の焼結体，(C) 微小シリカ球 ( $< 20 \mu\text{m}$ ) の焼結体。標的は密度  $60 \text{ mg/cm}^3$  のシリカエアロジェル（パナソニック電工），衝突速度はおよそ  $4 \text{ km/s}$  であった。高速カメラ (HyperVision HPV-1 島津製作所) により貫入過程を撮影した。

## 3. 実験結果

Hörz et al. [9] は定性的にトラック形状のタイプを3つに分けた：“type A”：「にんじん」型の細長いトラック，“type C”：丸いバルブ状のトラック，“type B”：type A と C の中間型。われわれは2章で述べた3種類の弾丸を使ってこれらのトラック形状を再現することができた。SLG 弾丸による結果 (type A：にんじん型) を図1に示す。



Figure 1. Carrot shape “type A” track made by SLG. The projectile impacted to the aerogel from left. The horizontal scale bar indicates 10 mm. Time proceeds from top to bottom. Frame interval is  $8 \mu\text{s}$

#### 4. まとめ

弾丸が低密度エアロジェルへ衝突・貫入過程を高速カメラにより観測した。多様な弾丸を使って実験を行い様々な形状のトラックが形成された。トラックが成長する様子を特に貫入深さと最大直径について調べた。

**Acknowledgment:** 神戸大の町井氏と中村氏には焼結体の作り方についてご教示いただいた。感謝いたします。この研究は宇宙科学研究所スペースプラズマ研究施設との共同利用研究です。

#### 参考文献

- [1] D. E. Brownlee et al., 2006. *Science* 314, 1711-1716.
- [2] M. J. Burchell et al. 2008. *Meteo. Planet. Sci.*, 43, 23-40.
- [3] Y. Iida et al. 2010. *Meteo. Planet. Sci.*, 45, 1302-1319.
- [4] T. Kadono, 1999. *Planet. Space Sci.* 47, 305-318.
- [5] T. Kadono and A. Fujiwara, 2005. *Int. J. Impact Eng.* 31, 1309-1317.
- [6] M. J. Burchell, G. Graham, and A. Kearsley, 2006. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* 34, 385-418.
- [7] T. G. Trucano and D. E. Grady, 1995. *Int. J. Impact Eng.* 17, 861-872.
- [8] R. Niimi et al., 2011, *Icarus* 211, 986-992.
- [9] F. Hörz et al., 2006, *Science* 314, 1716-1719.

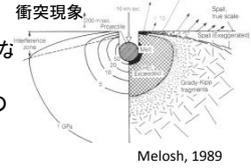
# 高強度レーザーによって 衝撃圧縮された鉱物の変成分布

(1)永木恵太, (1)境家達弘, (1)近藤忠, (2)門野敏彦, (2)弘中陽一郎, (2)重森啓介

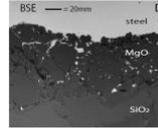
(1)大阪大学大学院理学研究科, (2)大阪大学レーザーエネルギー学研究中心

## 背景

- 惑星科学において**衝突現象**は様々な現象の素過程
- 衝撃を受けた試料の**回収**によりその変成の状態を評価



Melosh, 1989



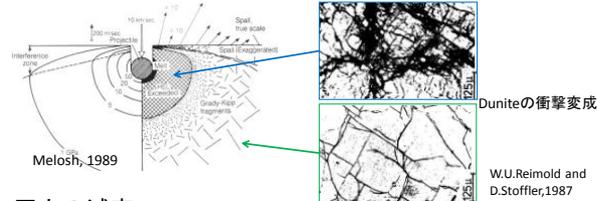
ガス結による回収実験  
Vein中の  
wadsleyiteを回収  
(26GPa @ 1.53km/s)  
O.Tschauner et al., 2009



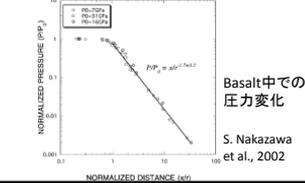
単結晶quartzのレーザー衝撃圧縮による  
高圧相の回収実験(20GPa)  
T. de Resseguier, P. Berterretche,  
and M. Hallouin, 2003

- より高圧での試料の回収実験
  - レーザーを用いた弾丸速度: 最大60km/sが可能  
(T. Kadono et al., 2010)

## 圧力の違いによる変成の違い



## 圧力の減衰

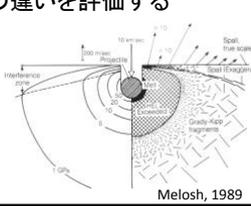


数十GPaの実験での圧力の  
減衰率は1.7前後

数百GPaの実験での  
溶融を伴う時の  
圧力の減衰の仕方は?

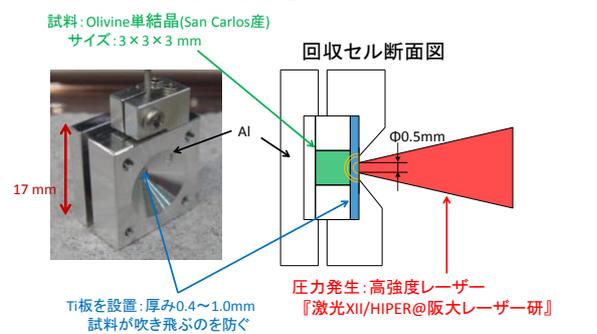
## 実験目的

- 大型レーザーを用いた高い圧力での衝撃圧縮  
実験において**衝撃変成時の空間情報を残した  
状態で試料を回収**すること
- 100GPa以下での実験との変成の違いを評価する
  - 溶融部分が存在するような  
破壊のステージが異なる場合の  
圧力の減衰

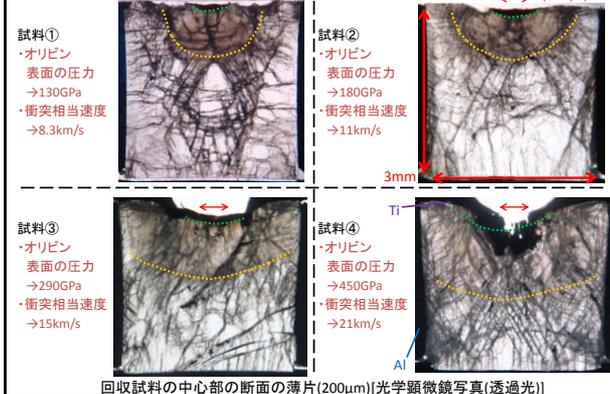


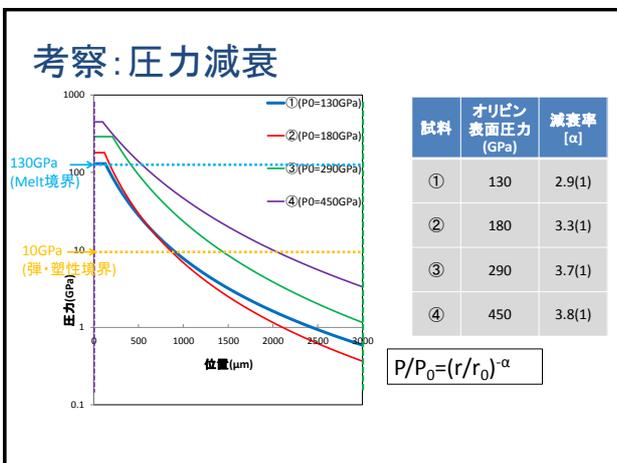
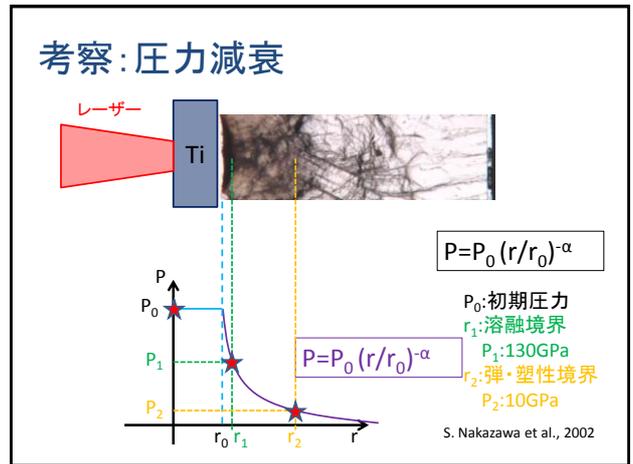
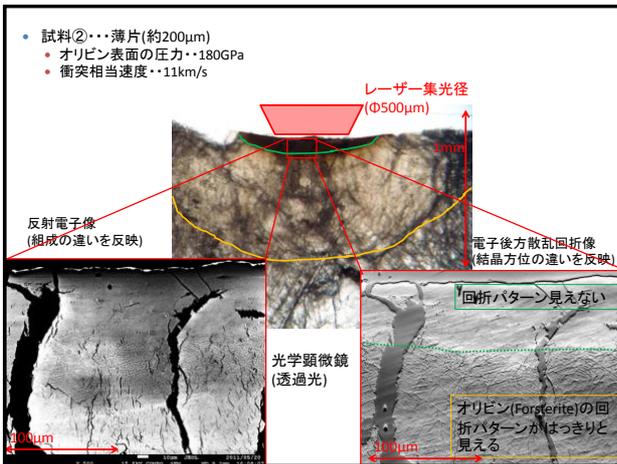
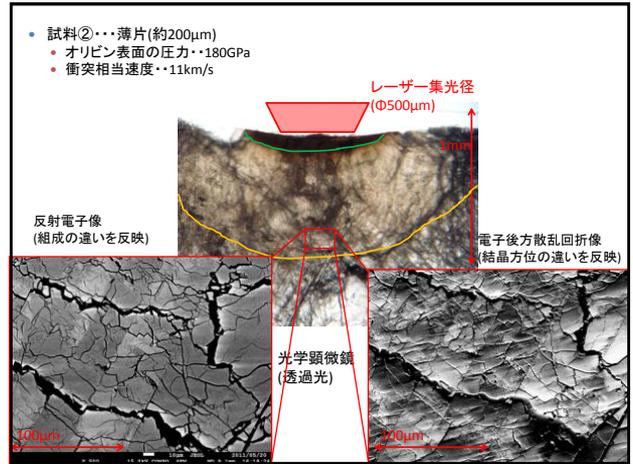
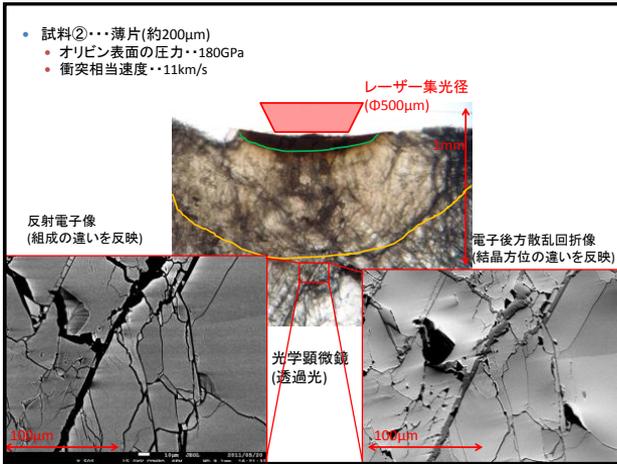
Melosh, 1989

## 実験方法



## 実験結果





### まとめ

- 約450GPaまでの衝撃試料の回収ができた
  - 断面をみると衝撃点からの距離に応じて破壊状態が異なる分布がみられた
    - レーザー照射部に一番近い部分で非晶質化し、溶融していたと思われる
    - 更にレーザー照射部から離れると塑性破壊から弾性破壊へと移行していく部分が観測された
- 破壊構造の分布より圧力の減衰率を求めた
  - 低压(数十GPa)の実験と比べて、**高压(数百GPa)の実験では圧力は急速に減衰している**

## 炭素質隕石の衝突蒸発とそれによる環境変動

大野宗祐(千葉工大), 門野敏彦(大阪大), 黒澤耕介(JAXA), 境家達弘, 藪田ひかる, 重森啓介, 弘中陽一郎(大阪大), 羽村太雅, 杉田精司(東京大), 荒井朋子, 松井孝典(千葉工大)

今から 6550 万年前の白亜紀末の生物大量絶滅 (K/Pg 事件) の引き金は、メキシコ・ユカタン半島のチチュルブクレーターを形成した天体衝突によって引かれた [Alvarez et al., 1980, Schulte et al., 2010]。衝突の際には大量の硫黄酸化物が放出されたと考えられており、それにより引き起こされる酸性雨や日射遮蔽などの環境変動は、生物大量絶滅の原因として有力視されている [Sigurdsson et al., 1991 など]。

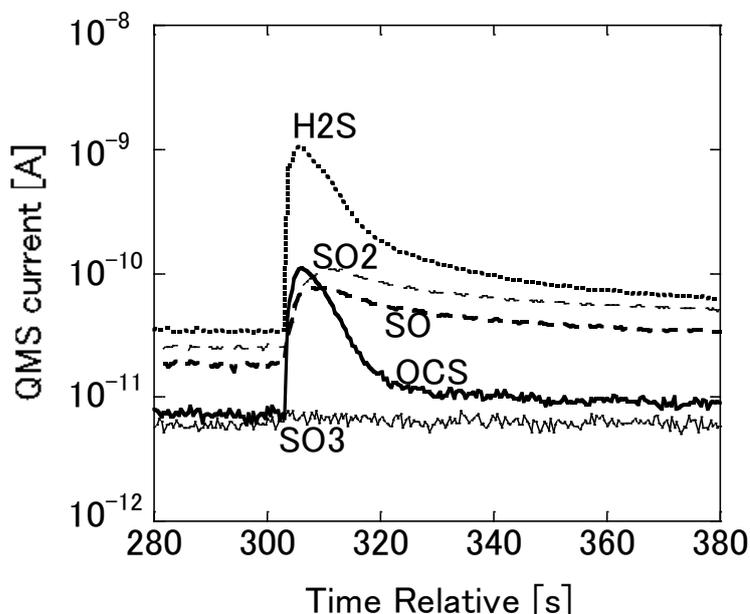
引き起こされる環境変動のメカニズムは、放出される硫黄酸化物の化学組成に強く依存する [Ohno et al., 2004]。これまで有力視されてきたのは、放出される硫黄酸化物が主に二酸化硫黄であった場合に起こる、数年間に及ぶ日射遮蔽・寒冷化である [Pierazzo et al., 2003 など]。ところが、放出される硫黄酸化物の過半を占める硫酸塩岩由来の衝突蒸気中では三酸化硫黄が支配的であることが、近年の実験的研究により示された [Ohno et al., 2011]。三酸化硫黄が放出された場合、日射遮蔽・寒冷化は起こらない代わりに、全地球的に非常に濃い酸性雨が降り、急激な海洋酸性化が起こる [Ohno et al., 2006]。

ここで重要となるのが、衝突天体からの硫黄化合物ガスの放出である。K/Pg 衝突の衝突天体の化学組成についてはまだ結論は出ていないものの、硫黄を多く含む炭素質隕石と似た組成であれば地球化学的証拠をよく説明できるという提案がなされている [KYTE, 1998 など]。その場合、K/Pg 衝突で大気中にガスとして放出される硫黄の量は、衝突地点に豊富にあった硫酸塩岩からの寄与が最も多いものの、衝突天体由来の硫黄も無視できない量である [Pierazzo et al., 2003 など]。炭素質隕石組成の衝突蒸気は、硫酸塩岩組成の衝突蒸気よりも還元的な化学組成であるため、硫酸塩岩組成の衝突蒸気には含まれない還元的な硫黄化合物ガス (二酸化硫黄、硫化水素等) を多く含む可能性がある [Hashimoto et al., 2007, Schaefer and Fegley, 2010]。還元的な硫黄化合物ガスが大量に放出されると、硫酸エアロゾルによる日射遮蔽・寒冷化の原因となり得る。そのため、炭素質隕石組成の衝突蒸気の化学組成を知ることは、衝突後の環境変動を理解する上で非常に重要である。

これまで、衝突蒸気雲の化学に関する研究は、主に実験的な困難により発展が阻まれてきた。ところが近年、大阪大学レーザーエネルギー学研究所の超高出力パルスレーザー激光 XII 号を用いた、これまで未確立であった宇宙速度への飛行体加速と衝突蒸気の化学組成分析技術が開発された [Ohno et al., 2011, Kadono et al., 2011]。そこで本研究では、炭素質隕石標的への衝突蒸発実験を行い、衝突蒸気中の硫黄化合物ガスの組成を実験的に測定し、K/Pg 衝突で衝突天体から放出された硫黄化合物の化学組成の推定を目指した。

実験手法はほぼ先行研究[Ohno et al., 2011]を踏襲して行った。阪大レーザー研の激光 XII 号を用い、厚さ 30 ミクロンのタンタル平板を加速させた。標的の炭素質隕石としては、揮発性成分の含有量が多く、ガス直接測定を行いやすいマーチソン隕石を用いた。発生させた衝突蒸気ガスの化学組成分析は四重極質量分析計 (QMS) を用い、含有される  $\text{SO}_3$ 、 $\text{SO}_2$ 、 $\text{OCS}$ 、 $\text{H}_2\text{S}$ 、 $\text{SO}$  の量比を測定した。

その結果、マーチソン隕石由来の  $\text{H}_2\text{S}$ 、 $\text{SO}_2$ 、 $\text{SO}$ 、 $\text{OCS}$  を検出することに成功した。ガス分析の結果の一例を以下に示す。ショット数が限られているという問題はあるものの、 $\text{H}_2\text{S}$  が最も多く、次いで  $\text{SO}_2$  と  $\text{OCS}$  が多く生成した。一方、硫酸塩岩組成の衝突蒸気の主成分である  $\text{SO}_3$  は検出されなかった。すなわち、今回得られた結果は、超高速衝突によって炭素質隕石から放出される硫黄成分は、ほぼすべてが  $\text{SO}_3$  以外の硫黄化合物になることを示唆するものである。 $\text{SO}_3$  以外の比較的還元的な硫黄化合物ガスは、大気中で徐々に酸化されることにより、長期間にわたって硫酸エアロゾルの生成源となる。そのため、数年以上にわたる硫酸エアロゾルによる日射遮蔽・寒冷化を引き起こす可能性が高い一方、衝突直後の酸性雨、海洋酸性化にはあまり寄与しないと考えられる。また実験では、 $\text{OCS}$ 、 $\text{H}_2\text{S}$  など硫黄酸化物以外の硫黄化合物ガスも多く生成した。これらのガスは、大気中の化学反応で酸化され最終的に硫酸エアロゾル形成するまでの特徴時間が  $\text{SO}_2$  よりもさらに長い。そのため、 $\text{SO}_2$  の放出をベースに従来考えられてきた硫酸エアロゾルによる日射遮蔽・寒冷化が、これまで考えられてきた以上に長期 (~10 年) にわたる可能性があるということが示唆される。



QMS によるガス直接測定結果 (時系列生データ) の一例。

# はやぶさ2のサンプル回収模擬実験

○池崎克俊<sup>1</sup>、矢野創<sup>2</sup>、岡本千里<sup>2</sup>、橘省吾<sup>3</sup>、今栄直也<sup>4</sup>

土山明<sup>1</sup>、長谷川直<sup>2</sup>、中村昭子<sup>5</sup>、富山隆将<sup>6</sup>

<sup>1</sup>大阪大学 <sup>2</sup>JAXA <sup>3</sup>東京大学 <sup>4</sup>国立極地研究所

<sup>5</sup>神戸大学 <sup>6</sup>海洋研究所開発機構高知コア研究所

はやぶさ2計画として、C型小惑星「162173 1999JU3」へのサンプルリターンミッションが計画されている。はやぶさ計画と同様の弾丸式サンプラーの搭載が予定されている。小惑星内でもいろいろな表面状態（レゴリス、ボールダー、一枚岩）が存在しているため、各々の表面状態に対する衝突現象の理解は重要である。そこで目標小惑星の表面物質に対応すると考えられる炭素質コンドライトの模擬物質を作成し、弾丸の打ち込み実験を行った。今回はターゲットの引張強度、サイズによる違いについて述べる。

模擬炭素質コンドライト（以下模擬物質と示す）の作成には、ガラスビーズを用いた。コンドライトを構成するコンドリュールとマトリクスに対応するように、それぞれのサイズに近い250-355 $\mu\text{m}$ と20 $\mu\text{m}$ 以下のガラスビーズを用いた。また、炭素質コンドライト隕石の強度を参考に圧裂引張強度が0.数MPa~数MPaになるようにした(Tuchiyama et al., 2009)。2種のガラスビーズの混合物質（混合比は20%あるいは50%）を焼結させ、焼結温度と時間をコントロールすることにより所定の強度をもつ模擬物質( $\phi 10\text{cm}, h6\text{cm}$ )を作成した。また、サイズ比較を行うために、作製した模擬物質を石膏包埋することで大きな模擬物質( $\phi 22\text{cm}, h12\text{cm}$ )を作製した。使用した石膏は包埋した模擬物質と引張強度、音速が同じになるように調整している。

実験ははやぶさ2と同様に火薬銃を用いて行った。プロジェクティルはSUS( $\phi 10\text{mm}$ 、4.6g)を使用し、約150m/sでターゲットに衝突させた。ターゲットには模擬物質とでだけでなく、比較のため耐火レンガも用いた。

ターゲットのパラメータによる違いがクレータの直径や深さ、破片サイズ分布などにみられた。クレータにおいて、同サイズでは引張強度が低いほど大きくなる傾向がある。同強度で大きな模擬物質ではクレータは小さくなり、特に深さ方向が約5分の1になった。これは大きな模擬物質では小さい模擬物質と異なり衝撃波の反射が生じないからだと考えられる。次に破片サイズ分布では、大きな模擬物質に約700 $\mu\text{m}$ の破片数が少ない結果となった。これは模擬物質内に模擬コンドリュールとして混ぜた約300 $\mu\text{m}$ のガラスビーズの影響だと考えられ、小さい模擬物質で破片数の減少が見られないのは、衝撃波の反射により衝突後に模擬物質内で破片同士が擦れ合うことで破片サイズ分布をフラットになったと考えられる。衝突現象を理解する上で、ターゲットのサイズを考慮することは重要であると言える。

# アミノ酸の衝撃化学 -出発温度を変えた実験-

○菅原春菜<sup>1</sup>、三村耕一<sup>1</sup>

<sup>1</sup>名古屋大学大学院 環境学研究科

## 1. はじめに

アミノ酸は生命の誕生に不可欠とされる有機物である。初期地球上におけるアミノ酸の重要な供給源の1つと考えられているのが、小惑星や彗星、宇宙塵などの地球外物質である。始原的な隕石であるマーチソン隕石中には80種以上、計60 ppmのアミノ酸が含まれており[1]、さらに彗星の塵からもアミノ酸が見つかっている[2]。しかしながら、初期地球に降り注いだ小惑星や彗星の中には、マーチソン隕石のように衝撃をあまり受けていないものだけでなく、地球に到達するまでに様々な程度の衝撃を受けているものも多く存在すると考えられる。そのため、地球外物質による初期地球へのアミノ酸供給の可能性を検討するためには、衝撃がアミノ酸に及ぼす影響について評価する必要がある。本研究では、衝撃によるアミノ酸の分解についてその温度・圧力依存性を調べるために、出発温度を変えてアミノ酸に衝撃を与える実験を行った。今回行った実験条件は常温(301 K)および液体窒素温度(77 K)の2つである。

## 2. 実験方法

衝撃を与えるアミノ酸として、マーチソン隕石中に多く含まれるグリシンとアラニンを選び、これらのアミノ酸を1種類ずつカンラン岩粉末に1:10の質量比で混合して衝撃を与える試料とした。これらの試料をステンレス製のカプセルに封入し、一段式火薬銃を用いて10~40 GPaまでの衝撃を与えた。液体窒素温度での実験については、試料を封入したカプセルをさらに液体窒素で満たした発泡スチロール製容器の中に入れ、その状態で衝撃を与えた。衝撃を与えた試料については、化学処理の後、ガスクロマトグラフィーで分析を行った。

## 3. 結果と考察

アミノ酸はグリシン、アラニンともにほぼ同様の挙動を示し、衝撃圧力の上昇に伴い減少し、常温の実験においては約20 GPaを境に急激な減少を示した。液体窒素温度での実験においてもほぼ同様の傾向を示したが、急減する圧力は常温の実験よりも高压側にシフトした。Tomioka *et al.* (2007)[3] をもとに衝撃温度を見積もり、衝撃温度に対してアミノ酸の残存率をプロットすると常温および液体窒素温度の実験ともに1つの曲線上にのることがわかった。このことから、アミノ酸の衝撃分解は圧力よりもむしろ温度に依存していることが考えられる。さらに、アレニウスプロットを描くことでアミノ酸の衝撃分解反応の活性化エネルギーを求めると、その値は大気圧下での熱分解反応よりも小さいことがわかった。これは衝撃分解が熱分解よりもよくアミノ酸を分解する反応であることを示している。これまでの先行研究では、熱分解のみを考慮して彗星や小惑星によるアミノ酸供給についての検証が行われてきたが[4]、本研究の結果は熱分解だけでなく衝撃分解の影響についても評価する必要性があることを示している。

### 【参考文献】

[1]Sephton and Botta (2008) *Space Science Review*. **135**, 25-35. [2]Elsila *et al.* (2009) *Meteoritics & Planetary Science* **44**, 1323-1330. [3]Tomioka *et al.* (2007) *Meteoritics & Planetary Science* **42**, 19-30. [4] Pierazzo and Chyba (1999) *Meteoritics & Planetary Science* **34**, 909-918.

# 粉体への衝突実験で見られるランパート風地形の形成過程

鈴木 絢子<sup>1</sup>, 門野 敏彦<sup>2</sup>, 中村 昭子<sup>3</sup>, 荒川 政彦<sup>3</sup>, 和田浩二<sup>4</sup>, 山本聡<sup>5</sup>

<sup>1</sup>惑星科学研究センター, <sup>2</sup>大阪大学レーザーエネルギー学研究センター, <sup>3</sup>神戸大学,  
<sup>4</sup>千葉工業大学・惑星探査研究センター, <sup>5</sup>国立環境研究所・環境計測研究センター

太陽系内に存在する固体天体上に普遍的に存在する衝突クレーターの周囲には、様々な地形のエジェクタが観察される。それらは、衝突した天体の速度や物性、衝突された天体の地表・地下や大気などの条件が異なるために多様性を示すと考えられている。多様なエジェクタ地形の形成過程を解明することで、固体天体の過去の環境や衝突条件を制約することができるかもしれない。

衝突条件を様々に変化させてできる地形を調べた研究は、これまでも行われてきた。Schultz, (1992) では、衝突速度2~4km/s, チャンバー内圧力0.02~1barの範囲で実験を行い、少なくとも4種類のエジェクタパターンを確認した。ランパート風の同心円リッジパターンは、0.06~0.3barで観察された。大気中をエジェクタカーテンが進行するときに、カーテンの内側への大気の流れによって渦ができ、その渦が堆積したエジェクタと相互作用することでリッジができると結論づけた。しかしリッジの形成について十分に詳しく観察されていないため、我々は本実験を企画した。

実験には神戸大学にある縦打ちのガス銃を用いた。弾丸はアルミニウム円柱で、直径10mm, 高さ10mmである。標的は中心直径が100 $\mu$ mのガラスビーズを直径28cm・深さ10cmの金属製のたらいに詰めたもので、バルク密度は1.5g/cm<sup>3</sup>である。衝突速度を自由落下(数m/s)~100m/s, チャンバー内圧力を0.005~1barに変化させて実験を行った。クレーター形成の様子は高速度ビデオカメラを用いて5000fpsで撮影した。実験後、クレーターの中心を通るような垂直レーザーシートを照射し、デジタルカメラで斜めから写真を撮影して、クレーターの直径と深さ、リムの高さを測定した。

結果、衝突速度とチャンバー内圧力を変化させると、少なくとも2種類のパターンが現れることがわかった：同心円状の1本以上リッジが卓越したConcentric Ridges (CR)パターンと、放射状の畝と溝の繰り返しが顕著なRadial Lineations

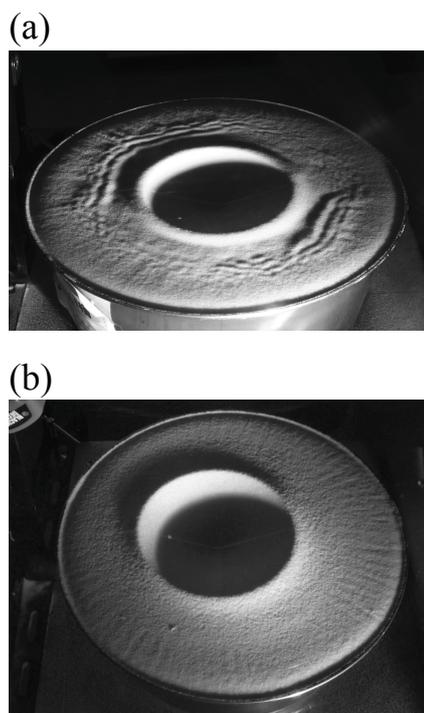


図1：実験室で観察された典型的なエジェクタ地形。  
(a) CRパターン。チャンバー内圧力1 bar. (b) RLパターン。チャンバー内圧力0.005 bar. どちらも衝突速度は約50 m/s.

(RL)パターンである(図1)。ただし、CRパターンでも、放射状の畝と溝の繰り返しは同心円リッジの外側に観察される。CRパターンは、火星のランパートクレーターのエジェクタ地形と非常によく似ている。衝突速度が一定の場合、チャンバー内圧力が高いとCRパターンとなり、圧力が下がるに従って徐々に同心円リッジは微かになり、RLパターンへと変化する。一定圧力の場合も、高速ではCRパターンが現れ、特に同心円のリッジは花びら状に波打っているが、低速になると同心円リッジは徐々に正円に近づき、数m/sではRLパターンとなる。

我々は特にCRパターンの形成過程に注目した。同心円リッジの半径(複数ある場合は一番内側)をクレーター半径で規格化した値は、チャン

パー内圧力に依らないこともわかった。さらに、高速度ビデオカメラの映像でクレーター形成過程を詳しく観察したところ、リムが何らかの要因で崩され、崩壊した部分が地面を這う流れとなっており、先端にリッジを作っていることがわかった。

そこで我々は、弾丸が大気中を進行する際に作る伴流が、リムを崩壊させて同心円リッジを作っているという仮説を立て、以下の3つの観点からその仮説を検証した：1) 弾丸が作る伴流は存在するか、2) 弾丸が作る伴流は、本実験の範囲内でガラスビーズを動かすことができるか、3) できたクレーターのリムは実際に崩れているか。

弾丸が作る伴流を、線香の煙を用いて可視化した。直径15mmの穴をあけたポリスチレン板を設置し、板の上に線香を立てた。弾丸は穴をすり抜けて油粘土で受け止められるためエジェクタが視界を遮ることはない。高速度ビデオカメラの映像では、弾丸を後ろから追いかける渦状の流れが確認された(図2)。

弾丸が作る伴流が渦輪であるとみなし、Suzuki et al., (2007) で決めた渦輪がガラスビーズを動かす条件を用いて、伴流の渦輪がリムを崩すことのできるしきい値を求めた。Suzuki et al., (2007) では、流れの揚力と粒子の重力の比の無次元数(1)を使っているが、ターゲット層内の粒子間の固着力を考慮した無次元数(2)(羽倉, 2011) も用いた。渦輪の進行速度は衝突速度の半分程度とした。結果、渦輪がガラスビーズを動かすしきい値は、今回の実験の範囲内に現れることがわかった(図3)。

$$\theta_p = \frac{\rho_{\text{flow}} U_{\text{flow}}^2}{r \rho_{\text{particle}} g} \quad (1)$$

$$\theta_{p,c} = \frac{\rho_{\text{flow}} U_{\text{flow}}^2}{\frac{4}{3} r \rho_{\text{particle}} g + 18.9 (2r)^{-0.40}} \quad (2)$$

最後に、できたクレーターのリムが実際に崩れているか、リムの高さを測定した。クレーター半径で規格化したリムの高さは、チャンパー内圧力が上昇するにつれて低くなることがわかった。便宜的に 0.03 という値を決め、それより値が大きい地形を「崩壊度小」、小さい地形を「崩壊度大」と分類した。衝突速度とチャンパー内圧力で描いたグラフ上で、崩壊度が大きい地形は右上に、崩壊度が小さい地形は左下側にプロットされ、崩壊度の境界は、前段落で求めた渦輪がガラスビーズ

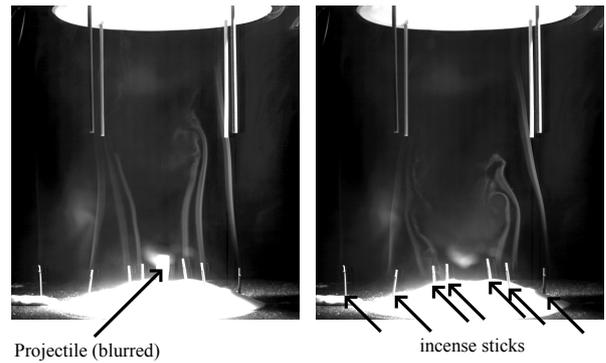


図2：線香の煙で可視化された、弾丸が作る伴流。

を動かすしきい値とよく一致することがわかった(図3)。

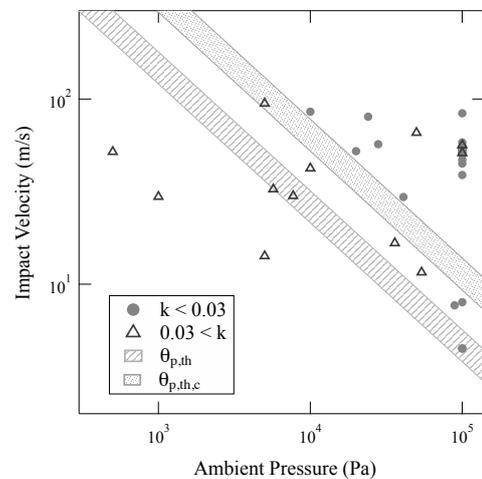


図3：リムの崩壊度と衝突条件の関係。 $\theta_{p,th}$ 、 $\theta_{p,th,c}$ は、渦輪がビーズを動かせるしきい値で、それぞれ固着力なし、ありの場合。

以上のことから、弾丸が大気中を進行する際に作る伴流がリムを崩すことは、今回実験室で観察された同心円リッジの形成過程として、十分あり得ることが確かめられた。弾丸の衝突速度がより早い場合や天体スケールへ外挿できるかについては今後の検討課題である。

Schultz, P. H., (1992), *JGR*, **97**, E7, 11623-11662.

Suzuki, A., et al., (2007), *GRL*, **34**, L05203.

羽倉祥雄, (2011), 修士論文。

## 月、火星の縦穴形状と追加模擬実験

福島高専 道上達広

月や火星の地下には東京ドームにも匹敵するような天然の大規模な空洞が存在している可能性が以前から指摘されていた。それは溶岩チューブと呼ばれる空洞で、地球では火山などから噴出した溶岩が、穴を作って流れていくことによってできたものである。このような巨大な空洞は将来の人類の基地として有力な候補の1つである。

月探査機「かぐや」以前の研究で、溶岩チューブの存在は月でも示唆されていたものの、これまでの探査機の画像解像度が十分でないため、明らかにされてはいなかった。しかしながら、「かぐや」は月全球の地形をこれまでの20倍以上の高解像度で撮影、多くのデータを解析してきた。そしてついの一昨年10月、春山純一助教らの研究チームによって、「マリウス丘」と呼ばれる火山活動が非常に活発だった地域に地下空洞に関する縦穴を発見した。Haruyama et al (2009)は縦穴周辺に溶岩が流れた痕跡が存在することから、この縦穴には地下空洞が存在していると考えている。また、この縦穴は隕石の衝突によって形成されたと推定している。

同様の縦穴は、近年、火星でも発見が相次いでいる。それらの縦穴の形は当初予想していたよりも様々な形があり、楕円形の縦穴も多い。そこで今回は、溶岩チューブを模擬した斜め衝突実験を行い、そのような楕円形の縦穴ができるかどうか調べた。標的は豊浦標準砂を少量のセメントと水で固めた人工物体を作製した。大きさは縦と横が30cm、厚さ5cmで中心近くの縦20cmの領域の厚さは1cmに加工した（溶岩チューブを模擬した加工）。強度測定も行い、圧縮強度は3.2MPa、引張強度は1MPaである。弾丸には直径7mmのナイロン球を用い、衝突速度約2.5km/sで衝突角度（標的表面からの仰角）10度、20度、30度でそれぞれ1回ずつ衝突実験を行った。高速度カメラは標的の側面と上面に設置し共に1秒当たり数千コマの割合で破片の飛び出す様子を撮影した。

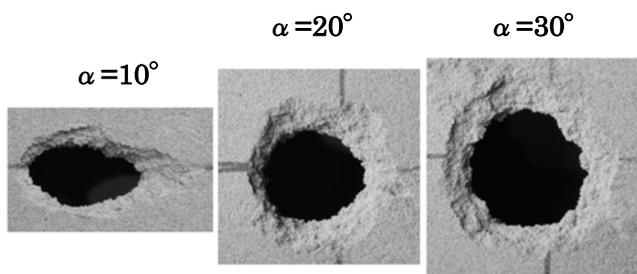


図1 溶岩チューブ斜め衝突模擬実験。衝突角度 $\alpha$ と形成された縦穴。弾丸は左側から衝突。

図1に今回の予備実験で形成された縦穴を示す。得られた結果から衝突角度10度では楕円形の縦穴ができることが分かった。一方、衝突角度30度では、それほど楕円形にはなっておらず、正面衝突（衝突角度90度）の実験結果と形状は変わらないことが分かった。実際の月面、火星表面の隕石衝突では衝突角度10度の衝突確率は小さいと

考えられる。縦穴の形状は、標的の強度、標的の厚み、衝突速度によっても変わることが予想されるので、今後、詳細に実験を行う予定である。

## 弾丸・標的のサイズ比と衝突破片速度の測定

福島高専 道上達広

小惑星族が形成された際の破片放出速度は、観測された個々の小惑星の軌道要素から見積もられている。その値は室内実験やモデル計算における破片速度よりも1桁近く大きいことが知られている。この違いを説明するひとつとして、ヤーコフスキー効果が挙げられるが、この効果はすべての大きさの小惑星に効率的に働くわけではない。そこで小惑星族形成の際の放出速度を説明する別の仮説として弾丸/標的のサイズ比に注目し、このサイズ比が大きいとき衝突の際の破片放出速度は大きくなるのではないかと考えた。今回は弾丸/標的のサイズ比を変えることで破片速度がどのような値をとるのかを実験的に調べた。

実験装置はJAXA宇宙研究本部にある2段式軽ガス銃を使用し、弾丸に直径3mmと7mmのナイロン球を用いた。それぞれの質量はおよそ0.018gと0.213gである。衝突速度は1.62-4.58km/sの範囲で行い、大部分のショットは平均2km/s台になるように行った。衝突角度は標的面に対して垂直である。標的の大きさは、直径約5.5cm, 7.5cm, 9.0cmの3種類の球と一辺が約4.0cmの立方体を用いた。標的の材料としては平均粒径0.2mmの豊浦砂をセメントで固めたものを使用し、かさ密度は約1550kg/m<sup>3</sup>、圧縮強度は3MPa程度である。衝突の際の真空度は0.40Torr以下で、2台の高速度カメラ(3000コマ/秒と2000コマ/秒)を互いに垂直な方向から撮影することによって、放出された破片の3次元速度を測定することを試みた。今回成功したショット数は18である。解析の途中結果として、サイズ比が2倍になると破片速度は10倍になることが分かった。

# インパクトと月震にまつわる何か

小林直樹<sup>1</sup>, 川村太一<sup>1</sup>, 山田竜平<sup>2</sup>

(1) 宇宙科学研究所, (2) 国立天文台

衝突現象は惑星形成や成長の場に置いて本質的な役割を果たしている。現在では地球・惑星の形成時に見られたであろう程の頻繁な微小天体の衝突現象は見ることができないが、現在においても隕石の天体衝突は珍しい現象ではない。特に月面は大気が無いため地球以上に隕石の衝突に曝されている。月面での衝突現象の理解は現在の衝突頻度を理解する上での役割が大きい。月面に隕石が衝突するとその衝撃によって弾性波が励起される。月震をモニターすることで現在の月面衝突を観察することができる。アポロ探査計画では月面に1辺が約1000kmの三角形に配置された地震計のネットワークを構成した。その8年間の連続記録から1744個の月面衝突現象を捉えている。本講演では月震から見ることができる衝突にまつわる研究について簡単なレビュー報告を行う。話題として、月震から見たクレータ生成不均質問題、インパクトの震源関数、フラッシュ地震学、インパクトによる月震励起機構の研究について紹介する。最初の二つの話題は共著者である川村が、三つ目の話題については山田が中心的に行なった研究の報告である。最後の話題は上記の研究の基礎となる衝突現象による地震波の励起機構に関して、地震波解析から推定される震源サイズについての理解が曖昧であること、正しい理解のためには衝突実験による弾性波の励起についての系統的な研究が不可欠であることを述べる。本発表に刺激され衝突実験と地震学を結ぶ研究に進展があれば幸いである。

## クレータ生成不均質

月を始め多くの衛星が惑星の周りの公転とその自転が同期した同期回転をしている。このため、月面の公転方向の面（前面）とその反対面（後面）では公転速度の分、隕石フラックスの偏りが生じると考えられている。クレータ不均質は主にクレータ分布を調べることで研究されて来た (e.g. Morota & Furumoto 2003) が、現在の隕石衝突に対しては衝突痕が小さいため十分な検討がなされて来なかった。そこで我々はアポロの月震記録を使い、震源が同定された衝突イベントについて前面と後面での衝突頻度に偏りがあるか調べた。まず複数の観測点で検出されており衝突点が同定されているイベントを選び出した。更に

流星群などの前面／後面比に影響を及ぼすイベントを除外するなど細心の注意を払って衝突イベントを絞り込んだ。こうして選んだ 56 点のイベントの分布について調べたところ前面／後面比が  $1.8 \pm 0.4$  という過去の研究に比べ高い不均質を見いだした。イベント数が少ないがこの偏りは統計的には有意であり、この結果が正しいとすると地球近傍の隕石衝突速度は 12 km/s 以下と見積もられる。小さな隕石スケールでは何らかの減速過程が存在するのかもしれない。

### インパクトの震源関数

地震などの破壊現象には破壊の継続時間などの震源に関わる特徴的なタイムスケールが存在する。このタイムスケールの逆数はコーナー周波数と呼ばれ、その周波数の前後で地震波のスペクトルの形状が変化する。破壊の継続時間は震源の大きさと破壊速度の比であるので、コーナー周波数は震源サイズに依存する。地震波の励起源がインパクトの場合でもコーナー周波数はイベントを特徴付ける基礎データとなる。我々はアポロの短周期月震計 (1~10 Hz) と長周期月震計 (0.3~1 Hz) を合成し、より広い帯域 (0.3 ~ 10 Hz) で衝突月震のスペクトルを調べた。その結果、衝突月震のスペクトルの顔つきは震央距離が 80 度を超境に変化することが分った。震央距離が 80 度以下では振幅スペクトルは単純なインパクトモデルスペクトルで良く表現されるが、80 度より大きくなるとモデルスペクトルでは説明がつかなくなる。この原因としては衝突点近傍の浅い構造による影響か、80 度以上の波線が通過する 500 km 以深の構造の影響が考えられる。この興味深い現象の原因を特定するには更なる解析が必要である。

### インパクトフラッシュ地震学

隕石の月面衝突現象は地震波だけでなく衝突点発光という現象も引き起こす。衝突点発光は地上からも観測されており、地上観測によって月震の震源を同定できることを示唆している。衝突発光を利用した地震学は 1 点の地震観測でも月の内部構造を決める方法として有力視されている。我々は発光と月震の両方とも捉えられる場合について調査した。その結果、1 年間で 10 イベント程の発光点が決定された衝突月震イベントを観測できることが分った。

### 衝突による月震の励起

月面衝突は地震学的にも興味深い対象であるが、その震源過程に関しては必ずしも良く分かっている訳ではない。応用が期待される月面衝突地震学を確立するためにも衝突実験による弾性波の励起機構の詳細な理解を期待する。衝突研究会の皆さんの協力を是非お願いしたい。

# 「かぐや」の測月データで推定した月衝突盆地の構造と月進化

石原吉明（国立天文台）

天体衝突は月を含む固体天体一般について表層・内部構造（～マントル上部程度まで？）進化の最も大きな駆動力である。特に衝突盆地と呼ばれる直径 300km をこえる規模のクレータを形成する衝突現象は、大規模な地殻の削剥や、さらにはマントルを掘削する可能性を有するなど重要性が高い。また、衝突盆地の構造が、形成後にどの程度緩和されたかは、盆地形成後の温度状態に強く依存するため、衝突盆地の構造解析から熱進化に関する拘束条件を提供することも可能である。衝突盆地の地下構造を解析する為には、鉛直一次元ではなく 3 次元的な月・惑星の内部構造を推定する必要があるが、月や惑星においては、地球のような稠密な地震観測網のデータや構造探査データは存在しないため、内部密度異常に感度のある重力場データと、形状（地形）データを用い、内部の密度境界面の形状の推定を行うことが、ほぼ唯一のアプローチとなる。しかしながら、月の場合、自転周期と公転周期が同期しているため、追跡データによって拘束されていない月裏側の重力場モデルの精度が解析に用いるには不足していた。このため、月には衝突盆地スケールの巨大クレータが約 50 同定されているが、これまで月裏側に存在する衝突盆地を含めた解析は行われてこなかった。2007 年に打ち上げられた日本の月周回探査機「かぐや」では、レーザ高度計を用いた全球計測によって月形状データを高精度に更新するとともに、リレー衛星を用いて主衛星の月裏側での軌道運動を直接追跡することにより、主として月裏側の重力場モデルの精度を大幅に向上させることに成功し、月裏側を含めた解析にたえる重力場モデルが構築された。

本研究では、「かぐや」により得られた最新の重力・地形モデルに基づいて、地殻厚（モホ面形状）モデルをアップデートした。モデリングにあたっては、Ishihara et al. [2009]と同様に、単純な 1 層地殻モデルを採用し、地形による重力効果を取り除いた完全ブーゲ異常は、地殻とマントルの境界であるモホ面の形状（凹凸）に起因すると仮定した。また、地殻の密度は  $2800 \text{ kg/m}^3$ 、マントルの密度は  $3360 \text{ kg/m}^3$  を仮定し、それぞれ層内で一定とした。また大規模な海についてのみ玄武岩の効果密度を  $3200 \text{ kg/m}^3$  と仮定して考慮した。一般的に重力・地形から月地殻厚（モホ面形状）の推定を行う場合、拘束点は、月震解析により推定された Apollo12/14 号サイトでの地殻厚を用いるのが一般的であるが、近年の再解析により、Apollo ミッション直後の結果と比較して半分程度の地殻厚が推定され、さらに研究グループ毎に推定値が異なるという状況にある。このため、本研究では最薄地殻厚が 0 km 程度となるよう拘束し、最薄 1 層地殻モデルとしてモホ面のモデリングを行った。また、新たに構築したモホ形状モデルと地形データを用いて、Wieczorek and Phillips [1999]と類似の手法により、方位

角平均をとった平均構造断面作成と衝突掘削キャビティの復元を行い、各衝突盆地の現在の形状と緩和の程度の解析を行った。

既知のすべての衝突盆地[Wood, 2004]について解析を行った結果、Moscoviense 盆地に関して、他の衝突盆地と比較して、盆地の規模に対してマントルプラグの規模が大きすぎる事、多重リングが同心円にではなくずれている事が明らかとなった。また、反射分光データから Moscoviense 盆地のピークリングに「かんらん石」が大規模に露出していると考えられる事と合わせて解釈すると、Moscoviense 盆地は単一の衝突盆地ではなく、2回の衝突によって形成された複合盆地であるという可能性が見いだされた。二重衝突盆地である場合、2回の衝突が極近距離(80km)で起きる必要があるが、モンテカルロシミュレーションにより近接衝突の起こりうる可能性を見積もった所、月面に50回のランダム衝突を考えた場合、80km程度の近接衝突の起こりうる可能性は~50%程度と十分大きく、Moscoviense 盆地が二重衝突盆地である可能性を強く示唆する [Ishihara et al. 2011]。

掘削キャビティの直径深さ比に関しては、第一近似的には両者の比は0.1の関係にのるが、直径が大きくなるほど0.1よりも有為に大きな値をとり、地形・モホ面形状から再構成されるキャビティ-深さには、掘削キャビティだけではなく、溶融領域のサイズも影響している事が示唆された。さらに、再構成したキャビティの直径・深さ比からは、Namiki et al. [2009]の提唱した衝突盆地の分類のうち、Type1とType2盆地について、緩和がほぼ進んでいないこと、Principal Mascon 盆地については粘性緩和が進行している事が明らかとなった。しかしながら、Principal Mason 盆地のマントルプラグ肩の形状は単純な粘性緩和だけでは説明出来ないため、台地状のマントルプラグ形状を併せて説明出来るモデルを構築する必要がある。層序年代区分で先ネクターヌ紀第4年代グループ(PN4)以前に形成された衝突盆地は、衝突盆地としての地下構造の形跡が見られず、緩和が完了していると解釈出来ることから、月はPN4までは比較的暖かかったものの、その後急速に冷却されたと推定される。

## SPA 盆地の構造と月内部組成

○上本季更 1. 6、大竹真紀子 1、春山純一 1、山本聡 2、松永恒雄 2、中村良介 3、横田康弘 2、諸田智克 4、小林進悟 5、岩田隆浩 1 1. 宇宙航空研究開発機構、2. 国立環境研究所、3. 産業技術総合研究所、4. 名古屋大学、5. 放射線医学総合研究所、6. 東京大学

### 背景

月裏側にある South Pole-Aitken 盆地 (SPA 盆地) は、巨大隕石衝突により形成され、その内側では月内部物質であるマントル物質が露出していると考えられており、月の起源の解明に繋がる月内部の元素・鉱物組成を直接的に把握するのに最も重要な地域であると考えられてきた。特に衝突の中心部においては、掘削深度が大きいと、表層の斜長石に富む地殻はすべて外へ飛散し、マフィック鉱物に富む岩石が広がっている可能性が高いとされてきた[1]。

しかし、最近の研究では、Pieters et al. (2001) [2] と Ohtake et al. (2009) [3] が、盆地の衝突の中心から比較的近い場所に地殻物質である斜長岩が存在すると報告している。更に Ishihara et al. (2009) [4] では、SPA 盆地の中心でも 20~30km の地殻が存在すると推測している。盆地中心に斜長岩が存在する場合、impact melt から再分化した可能性の他に、地殻が剥ぎ取られることなく残存したという可能性も挙げられ、衝突の中心付近では地殻はすべて剥ぎ取られたとされていたこれまでの研究と異なる。そのため本研究では、月内部物質を覆っていた地殻に注目し、その鉱物学的な分布から、巨大隕石衝突によって地殻が剥ぎ取られた領域を推定し、盆地の地質構造を推測することを目的とした。

### 手法

本研究では、研究手段として月周回衛星「かぐや」搭載のマルチバンドイメージャ (MI) による分光観測データを用い、SPA 内部のクレーターおよびその周辺の反射スペクトル解析を行うことで、鉱物に特徴的な吸収を観察した。解析した地域は、SPA 盆地ほぼ全域である。また、地形情報は先行研究の Hiesinger et al. (2004) [5] の結果を基に、鉱物データと同じく「かぐや」搭載の LALT データから標高図を作成した。

MI データより鉱物を種類に応じて赤、緑、青に色分けし鉱物分布マップとしたもの (RGB 図) に、地形データにより判別できた地形的リングを重ね合わせた。また、特に本研究で着目した地殻物質である斜長岩の分布も表示した。斜長岩の同定方法は、波長 1250nm に特徴的なスペクトルの吸収をもつという斜長石の特徴を利用し、波長 1050nm 地点と 1550nm 地点の反射スペクトルを直線で結んだ時、波長 1250nm 地点でスペクトルがその直線よりも深く吸収がみられるものとした。

### 結果

4 つの地形的リングに沿って、鉱物の分布の仕方を区分できた (図 1)。リング A から B、C にかけては斜長石を多く含む岩石が広がっており、リング C から D においては斜長石、単斜輝石、斜方輝石など、さまざまな鉱物がパッチ状に分布している。また、リング D の内側においては、単斜輝石が一様に広がっているという特徴がみられた。

また、盆地内の 19 箇所斜長岩がみられた (図 2)。これについても地形定リングと照らし合わせたところ、みられた斜長岩のうち 15 箇所がリング A から B 間に存在し、リング B からリング D の間には斜長岩は 4 箇所存在するという特徴がみられた。リング D の内側には、斜長岩はみられなかった。

更に、地形情報より、リング C から D の間の地形的起伏 (標高差 2 km 以上) に対し、リング D を境にその内側の起伏 (標高差 1 km 以下) が緩やかになっているという特徴がみられた。

### 考察

盆地のリング B の外側において斜長岩が多く分布していること、RGB 図、地形情報ともよく合致することから、このリング B の内側が隕石衝突により崩れた領域であると推測でき、このリングを excavation cavity と推定した。また、リング B より内側において見つかった 4 箇所の斜長岩については、その存在要因として、もとより存在した地殻物質である可能性、盆地形成時における impact melt pool から分化した可能性が挙げられる。しかし、リング D 内の起伏が外側の地域に対し緩やかであること、リング D 内の鉱物組成が外側の地域に対し一様であること、また、過去の多重リング盆地のモデルでもっとも内側のリングの内部が impact melt pool であると推測されていたことから、4 つ目のリングの内側の領域が impact melt pool であると推測すると、これら 4 箇所の斜長岩はいずれもリング D の領域の外側にあるので、impact melt pool 由来ではないと推測でき、これら 4 箇所の斜長岩は残存あるいは再落下した地殻物質である可能性が高い。一方で、リング D 内が impact melt pool であるとすると、先行研究のクレータースケールリング則から計算できる impact melt pool の直径とよく一致する。これより、同盆地規模の衝突盆地においても、従来のクレータースケールリング則が使用できる可能性を推測できた。

更に、RGB 図による鉱物分布の特徴と地形情報による 4 つのリングがよく一致していることから、本研究で SPA 盆地の鉱物学的情報と地形的情報を対応づけることができた (図 3)。

- [1] Spudis et al., (1994) Science, 266, 1848-1851
- [2] C. M. Pieters et al., (2001) JGR, vol106, No. E11D.
- [3] Ohtake et al., (2009) Nature [461 \(7261\)](#): 236-40
- [4] Ishihara et al., (2009) GRL, vol36, L1920
- [5] Hiesinger et al., (2004) LPSC, 35<sup>th</sup>, #1164
- [6] Head, (2010) GRL, vol37, L02203

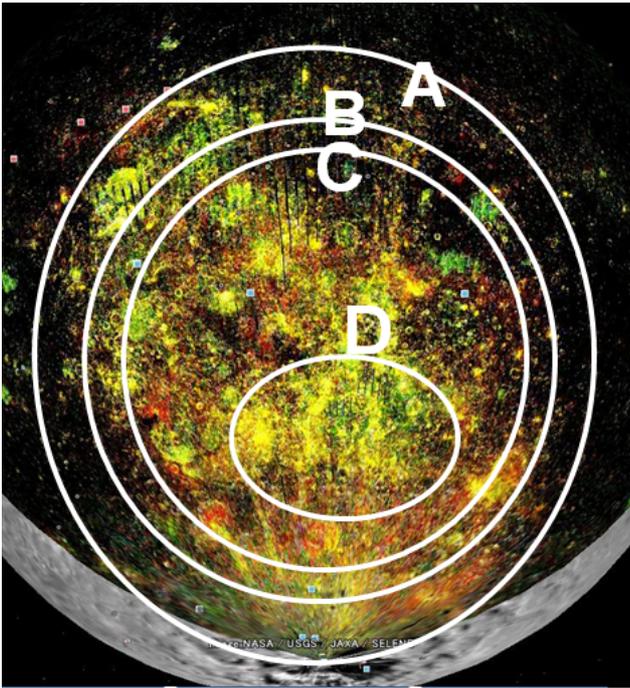


図 1. 鉱物を種類によって色分けした RGB 図と地形的リング A~D (白線) を照らし合わせた図。リング C~D に対し、リング D 内は一様に鉱物が分布しているという特徴がみられる。

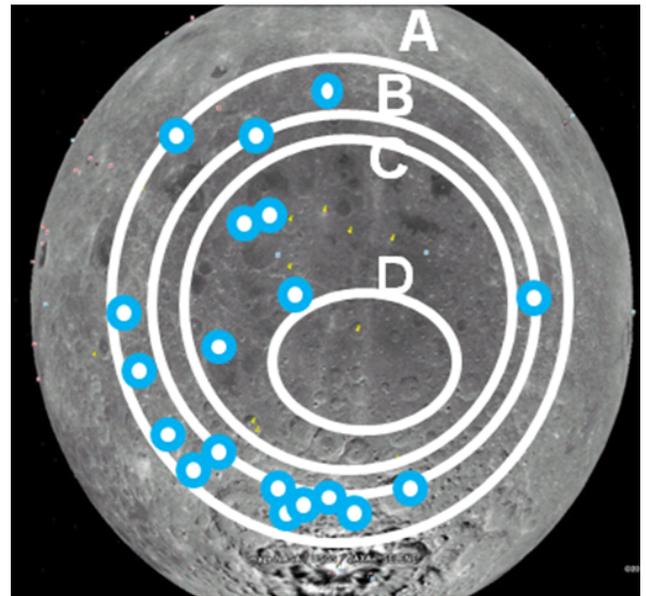


図 2. 斜長岩 (90% < 斜長石) (青丸) の分布を地形的リング A~D (白線) と照らし合わせた図。リング B を境に斜長岩の分布地域が急激に減少している特徴がみられる。

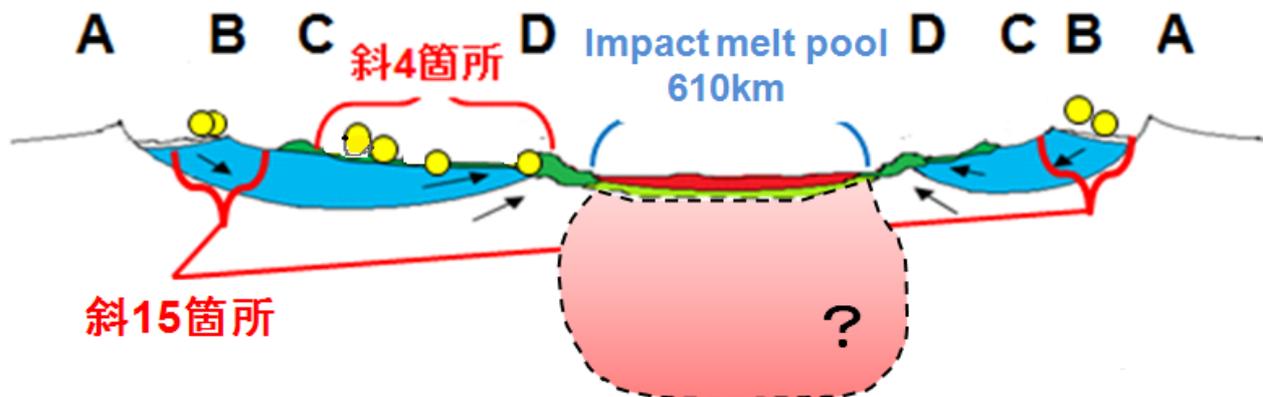


図 3. 得られた結果を踏まえ、Head (2010) [6]に倣い SPA 盆地を地質断面図に起こした図。黄色が斜長岩の一部、赤い部分が impact melt pool 領域。地下への広がりには推定できていないため、過去の研究で推測されている impact melt pool の形を基に点線で示した。

## 月と地球のバルク Mg#値比較から考えるジャイアントインパクト 大竹真紀子 (ISAS/JAXA)

月周回衛星“かぐや”に搭載したスペクトルプロファイラにより取得した可視・近赤外分光データを用いて、月全球の高地地殻に含まれる苦鉄質鉱物の Mg# (Mg と (Fe+Mg)のモル比) 推定を行ったところ、表より裏側で従来考えられていたよりも高い Mg# (最大約 80) となっている結果が得られた。また推定された Mg#値やその分布から、観察された裏側の高い Mg#は月マグマオーシャンの固化過程に起源を持つと考えられる。裏側で従来考えられていたよりも高い Mg#の高地物質が存在する原因としてはいくつかの可能性のあるものの、一つのシンプルな説として、月マグマオーシャンの初期 Mg#が従来想定されていたよりも高い値であった可能性があげられる。

月は地球となる天体に別天体が衝突したジャイアントインパクトにより形成されたとする説が現在最も広く受け入れられているが、最近の研究で、月を構成する主要物質は地球側でなく衝突した別天体側の物質を起源とすることが言われている[1]。また、この衝突側の天体は太陽系において地球とは異なる場所で形成されたために、地球とは異なる酸素同位体値を持っていたと推定される[2]。一方で、月・地球サンプルの分析から酸素やシリコン同位体については月と地球で一致することが報告されており[3]、初期物質の同位体値が地球と衝突側天体で異なっていたにも関わらず、現在の月・地球で等しくなっている事から、そのような状況を生むメカニズムが必要とされる[4]。またこれまで月と地球の Mg#については、地震波データを元に月の方が Mg#が低いとする説[5]と、月サンプル分析を元に月と地球の Mg#はほぼ等しいとする説[6]の2つの説が言われている。もし月と地球で Mg#が異なる説が正しいとするならば、前述のように月と地球で酸素やシリコンの同位体値を均一にしつつ、Mg#については月と地球で異なる値とするような新たなメカニズムが必要となり、このようなメカニズムとして[7]により、ジャイアントインパクト後の蒸発大気中でのメルトの降雨により、主要元素である Fe と Mg の分別が可能であるとする説が提唱されている。

しかし、今回我々の研究により観測された月裏側高地での高い Mg#から、月マグマオーシャンの初期 Mg#が従来想定されていたよりも高いと考えられる場合には、月と地球の Mg#は等しい可能性もあり、その場合は前述のような Fe と Mg の分別機構は特には必要なくなる。また、蒸発大気による月と地球の同位体均一化説についてもまだ疑

問の余地があり、この説が正しいのかどうか考察する上でも、またひいてはジャイアントインパクトの衝突側天体の組成を知る上でも、月マグマオーシャンの初期 Mg#を推定する事は重要である。

現状、観測された月高地地殻中苦鉄質鉱物の Mg#の解釈や、その意義についてはまだ定性的な考察しかできていないが、今後これら得られた観測事実に定量的な検討を加える事によって、月の起源であるとされるジャイアントインパクト、衝突天体の組成やジャイアントインパクト後の月形成メカニズムについて、直接的に検討するための重要な情報が得られるものと考えている。

[1] Canup, R. M., ICARUS, 168, pp.433-456, 2004.

[2] Pahlevan, K. and Stevenson, D. J., EPSL, 262, pp.438-449, 2007.

[3] Wiechert, U. et al., Science, 294, pp.345-348, 2001.

[5] Khan A. et al., Geophys. J. Int., 168, pp. 243-258, 2007.

[6] Warren, P. H., Meteoritics, 40, 3, pp.477-506, 2005.

[7] Pahlevan, K. et al., EPSL, 301, pp.433-443, 2011.

# 月形成衝突のレビュー

+SPH 法による最新の結果 (仮)

玄田 英典

東京大学大学院理学系研究科

地球惑星科学専攻

## 講演要旨

月の起源として、現在、有力だと考えられている「巨大天体衝突仮説」についてのレビューを行う。火星サイズの天体が原始地球に斜めに衝突することによって原始地球の周りに原始月円盤が形成されるプロセスと、その円盤から月が再集積されるプロセスがあるが、本講演では、前半のプロセスに注目し、最新の数値計算の結果を交えて議論を行う。

## 巨大衝突仮説シミュレーション再訪

和田桂一（鹿児島大学大学院理工学研究科）

2005年頃、月形成について一般に信じられている「巨大衝突仮説」の拠り所の一つとなっていたのが、A. Cameron、R. CanupらによるSPH法を用いた一連の数値実験であった。筆者は、国立天文台在籍当時、これらの仕事を小久保英一郎氏らに紹介され、その精度の低さから結果があまり信用できないという印象を持った。特に問題だと思ったのは、周地球円盤物質を表すSPH粒子が高々100-1000個程度しかなく、有効空間分解能が円盤の半径程度しかないことであった。そのため、衝突後形成される円盤の長時間進化を追うことはできず、再集積する月質量の見積りも正しいかどうかわからない、と考えた。

そこで、筆者の専門分野である、銀河の星間ガスのダイナミクスを解く高精度の3次元Euler-Mesh数値流体コードを用いて、巨大衝突仮説の再検証を小久保氏、牧野淳一郎氏と始めた。われわれは比較的解析的に簡単な形の状態方程式を用いて、パラメータの結果への影響を見るという戦略をとった。銀河用のコードの変更も最小限で済むという利点もあった。周地球円盤領域の格子点数は2000万点以上を用いた。

原始地球に質量が1/5程度の原始惑星が「かすめるように」衝突することで、月質量の2倍程度の厚い周地球円盤がロッシュ半径内に形成されることが分かった。衝突直後のデブリ進化は過去のSPH計算とあまり変わらない。しかし、その円盤の質量、角運動量と、月集積過程のN体実験結果(Kokubo et al. 2001)を用いて予想される月質量は数日のタイムスケールで急激に減少し、このモデルでは現在の月を形成することは極めて困難であることが判明した。この場合の状態方程式は、巨大衝突によって形成されるデブリがほとんど気体となっている場合に相当する。一方、円盤内で圧力がほとんど効かないという状態方程式の場合は、予想される月質量は、衝突後少なくとも10日程度のタイムスケールで現在の月質量程度に留まる。この場合は、衝突する原始惑星が部分的にしか蒸発せず、大部分が液体、または固体のままであるということに相当する。

つまり、月ができるかどうかは**状態方程式に強く依存する**、ということがわかったわけである(Wada, Kokubo, Makino 2006)。巨大衝突スケールでの相転移を含んだ、現実的な状態方程式が分からない限りこれ以上の計算に意味はあまりないだろう、と、この論文を最後に巨大衝突仮説の研究からは撤退した。

その後、2010年頃からMeshコードを用いた新しいシミュレーションのpreliminaryな結果が欧米のグループによっていくつか出てきている。それらの計算では「現実的な」状態方程式と言われるANEOSが用いられているが、結果はWKM06で示した二つの極端の状態方程式の中間的なものであり、現在の月質量を説明できるようなデブリ円盤を長時間維持できるかどうかははっきりしていない。今後、衝突実験結果を反映させた状態方程式による高精度計算による新たな検証が必要であろう。日本の研究グループに期待したい。

数値流体業界は日進月歩で、他の分野では様々な試みがなされている。その一例として銀河形成分野で最近話題の、“moving mesh”を用いたAREPO (Springel 2011)を紹介した。

### References

- Kokubo et al. (2000) Icarus 148, 419  
Springel, V. (2010) MNRAS 401, 791  
Wada, K., Kokubo, E., Makino, J. (2006) ApJ 638, 1180

# 格子法による3次元ジャイアントインパクト

## シミュレーション

森蘭宏太, 阿部豊, 玄田英典 (東大・地惑)

小久保英一郎 (国立天文台)

現在、月の起源として、ジャイアントインパクト説(巨大衝突説)が有力である。この説では火星サイズの原始惑星が原始地球に衝突し、主に衝突天体のマントル物質が原始地球周回上にばらまかれ円盤(原始月円盤)が形成され(e.g., Canup, 2004)、それらが集積して月ができたとするものである(e.g., Ida et al. 1997)。どのような円盤が形成されるかについては、SPH法(Smoothed Particles Hydrodynamics method)と呼ばれる流体コードが主に用いられ研究されてきた。SPH法は流体を粒子として扱って計算する方法で、密度が高く、物質が沢山存在している場所には多くの粒子が存在し、密度が低く、物質があまり存在していない場所はあまり粒子が存在しないという特徴がある。

原始月円盤を考える時のSPH法の問題として、原始月円盤は全体の数%の質量しかないので円盤を形成する領域には全体の粒子数の数%しか粒子がなく、さらにそれらの粒子の広が

りはディスクの半径程度になり、円盤の解像度が非常に低くなってしまいうという問題があげられる。この問題を解決するためにWada, Kokubo and Makino (2006)は、数値計算方法に粒子法ではなく格子法を用い空間全体で等しい解像度を実現し、円盤部分での解像度をあげることを試みた。その結果、円盤領域ではSPH法の10-20倍の解像度を得ることができ、円盤領域での詳しい様子をシミュレーションすることが出来た。彼らが用いた状態方程式は仮想的なものであったが、円盤物質が気体的に振る舞うような状態方程式を用いた場合、これまでのSPH法によるシミュレーションでは見られなかった円盤領域でのスパイラル状の衝撃波などによって円盤物質が徐々に失われてしまい、その後形成される月の質量が小さくなってしまいうという示唆が得られた。この結果は、月の起源そのものに影響するため、きわめて重要なものであったが、彼らが用いた状態方程式は仮想的なものであり、蒸発の効果などは入ってなく、

SPH法での計算と異なる状態方程式なので手法による違いを正確に見積もったわけではない。また、そのためSPH法との詳細な比較も行われていない。

そこで、本研究では彼らの結果をさらに発展させるため、同様の格子法によるシミュレーションコードを作成し、SPH法でもよく用いられてきた状態方程式に蒸発の効果が入っている

る Tillotson の状態方程式を用いてシミュレーションを行った。蒸発の効果が入っているが Wada et al のような衝撃波による大規模な角運動量減少はなく、放出物は月質量を維持できるという結果を得た。また SPH 法と格子法を同等の条件で計算したところ、格子法では放出物は放出物が球状に分布し SPH 法とは異なった様子の原始月円盤になるという結果が得られている。(図)

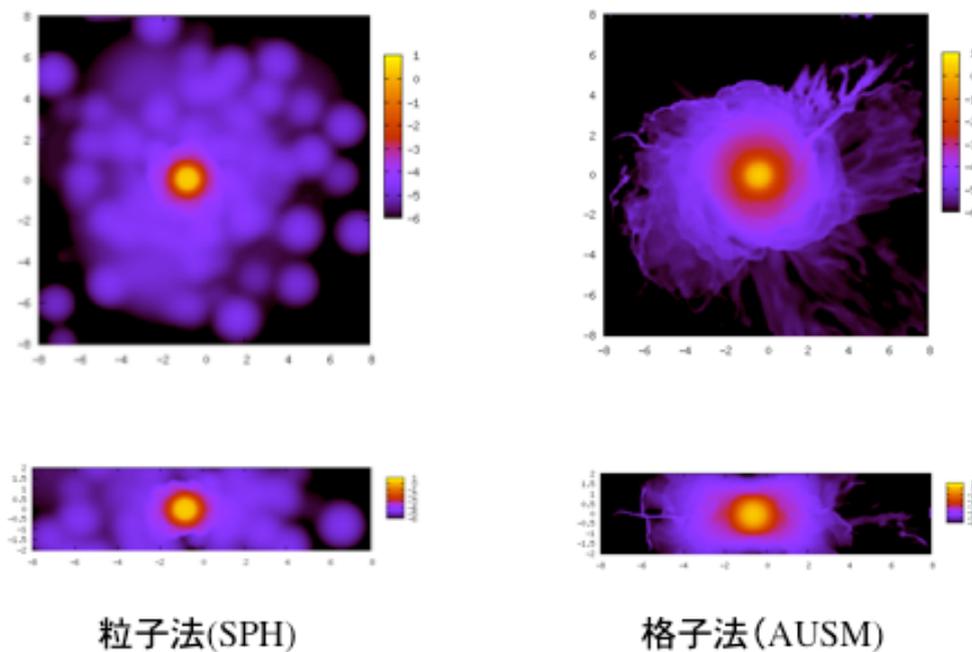


図 衝突後100時間後の円盤密度

左：粒子法での xy 面,xz 面 右：格子法での xy 面,xz 面

縦軸、横軸は長さを惑星直径で規格化

密度は log 表示、 $2.68\text{g/cm}^3$  で規格化

# 珪酸塩の状態方程式と月形成巨大衝突

○黒澤耕介<sup>1</sup>, 門野敏彦<sup>2</sup>, 弘中陽一郎<sup>2</sup>, 杉田精司<sup>3</sup>, 重森啓介<sup>2</sup>, 佐野孝好<sup>2</sup>, 境家達弘<sup>4</sup>, 大野宗祐<sup>5</sup>, 橘省吾<sup>6</sup>, 松井孝典<sup>5</sup>  
1. ISAS/JAXA, 2. 阪大レーザー研, 3. 東大 新領域, 4. 阪大 理, 5. PERC/Chitech, 6. 東大 理

## 要旨

月形成巨大衝突に適用可能な状態方程式の確立を目指して、Forsterite の衝撃圧縮実験を行い、800 GPa までの  $P$ - $T$  Hugoniot を取得した。その結果をもとに衝撃圧縮によるエントロピーの増加量、1 気圧まで断熱膨張した際の蒸発率を算出し、M-ANEOS と比較したところ、M-ANEOS は衝撃圧縮時のエントロピー増加量を大幅に過小評価していることがわかった。この矛盾を解決するには極限状態にある珪酸塩内の原子-電子、原子-原子間相互作用モデルの修正が鍵になると考えられる。

## はじめに

惑星形成最終期において天体衝突は内惑星の主要構成要素である珪酸塩でさえ蒸発させるほどのエネルギーを供給する[e.g., 1, 2]。そのような高速度衝突は地球史上の様々な大事件で重要な役割を果たしてきたと考えられている[e.g., 3-6]。本研究ではその中でも月形成巨大衝突に焦点をあてる。月の起源には諸説あるが、現在の最有力説は巨大衝突仮説である。それは惑星形成過程の最終段階で自然に起こること[e.g., 7]、地球-月系の様々な物理化学的特徴を一度に説明可能と考えられているからである。しかし近年急速に発達してきた数値流体計算の結果は巨大衝突仮説に否定的であった。巨大衝突後、周地球円盤領域にバラまかれる質量の~80%が衝突天体由来であり[8]、地球-月系の最大の特徴の一つである酸素同位体の一致と矛盾してしまうことが明らかとなってきたのである。これは”Isotopic crisis”と呼ばれ[9]、月の起源は再び惑星科学上の最重要未解決課題の一つとなりつつある。

我々はこの問題に実験的に取り組んでいる。近年指摘されてきている様に、従来の数値流体計算手法は月形成巨大衝突には不適當なものであり[10]、複数のグループによって改良した計算手法を用いた研究が始まりつつある[e.g., 11, 12]。ところが流体運動を支配する EOS に対する関心は薄く、近年の数値流体計算の多くは M-ANEOS[13]と呼ばれる EOS が使用されている(月形成巨大衝突問題に限らない)。Quartz に対する M-ANEOS は >100 GPa, >10000 K の高温高压条件において実験で得られた Quartz の  $P$ - $T$  Hugoniot を再現できず、

衝撃加熱温度を大幅に過大評価してしまうことがわかっている[14]。これは衝撃圧縮で不可逆的に蓄えられたエネルギーの分配過程を正しく取り扱えていないことを意味し、衝突後の蒸気発生量や駆動される流体運動、周地球領域に放出された物質の密度、温度分布は M-ANEOS による予測とは異なるものになると考えられる。そこで我々は Quartz と並んで重要な Forsterite に対して衝撃圧縮実験を行い  $P$ - $T$  Hugoniot を取得し、既存の Quartz データと合わせて、月形成巨大衝突に適用可能な EOS の構築を目指している。

## 高強度レーザーによる衝撃圧縮実験

大阪大学レーザーエネルギー学研究センターに設置された高強度レーザー「激光 XII 号 HIPER」を用いて Forsterite の衝撃圧縮実験を行った。基本的な実験手法は我々の先行研究と同様であるので、詳しくは参考文献を参照して頂きたい[15, 16]。レーザーによって衝撃圧縮した Forsterite の背面から 3 台のストリークカメラを用いて時間分解速度干渉/発光分光計測を行い、衝撃波伝播中の試料の温度圧力同時計測を行った。今回用いたレーザーの持続時間は 2.5 ns ほどしかなく、標的内で希薄波が衝撃波に追いつき、衝撃圧力が急激に減衰する。この特徴は透明試料を用いた場合には大きな利点となる。透明試料を用いると試料中を伝播する衝撃波面からの発光、干渉計測用のプローブレーザーの反射光を観測することができる。すなわち、1 Shot で Hugoniot 上の温度圧力データを複数点取得することが可能となる。衝撃波面は光学的に厚いため、衝撃波背面からの光汚染は起こらない。今回干渉/分光を同時に計測できたのは 2 Shot であるが、350-750 GPa の Hugoniot 曲線上温度を連続的に得ることに成功した。

## 実験結果, M-ANEOS との比較

衝撃波伝播中の発光スペクトルの Planck 関数 fitting から衝撃圧縮温度を、干渉縞移動量から衝撃波伝播速度を計測した。得られた衝撃波速度を用いて既存の Hugoniot data[17]を基に衝撃圧縮圧力を算出した。実測された衝撃圧縮温度は 350-600 GPa(15-20 km/s の衝突に相当)の範囲で M-ANEOS の予測値よりも系統的に低温であり、定積比熱  $5R$  一定の理論曲

線とよく一致した(固体比熱の高温極限は  $3R$ , The Dulong-Petit value)。この結果をもとに半解析的手法[18]を用いて衝撃圧縮時のエントロピーを算出した。M-ANEOS の予測値はエントロピー上昇量を過小評価していることがわかる。これは M-ANEOS を構築する際に考慮されていないエネルギー貯蔵庫があることを意味する。我々の先行研究では衝撃圧縮された珪酸塩の解放過程で観測される発光輝線のほとんどがイオン由来であることが確認されている[19]。また今回の観測からは可視光領域に最初に現れる輝線が酸素イオンであることが明らかとなった。この観測結果は非常に高压の条件であるにも関わらず、衝撃圧縮された珪酸塩は解離/電離していることを意味する。一般に電離は大きなエネルギーを必要とする吸熱過程である。今回観測された定積比熱の上昇は電離吸熱に起因する可能性が高い。

#### 議論-月形成巨大衝突への影響-

衝撃圧縮時の定積比熱の上昇はエントロピーの増加を促す[14]。断熱解放中の珪酸塩の蒸発率は、熱力学平衡を仮定できれば、衝撃圧縮で上昇したエントロピーとその圧力における蒸発開始/完全蒸発エントロピーの値から容易に計算することができる(The lever rule)。ここでの蒸発率は1気圧まで断熱解放された場合の蒸発率である。1気圧条件では実験データが存在するために、仮定を置くこと無く、蒸発率を計算することができる。Quartz に対しても先行研究の  $P$ - $T$  Hugoniot data を基に同様の計算を行った。Quartz, Forsterite とともに M-ANEOS は蒸発率を大幅に過小評価していたことがわかる。例えば 20 km/s 衝突時には従来予測の~1.5倍もの蒸気が発生する。また衝突時のエントロピー増加量が変化すると、断熱解放後の残留温度も変化する。その場合は周地球円盤の力学・化学進化も従来予測とは異なるのかもしれない。

また衝撃圧縮-解放中に電離が起きているとするとその後の流体運動にも大きく影響を与える。電子がエネルギーを溜め込んでしまった場合には珪酸塩蒸気の比熱比が減少し、蒸気発生直後の膨張速度は従来予測よりも遅くなる。ところが発熱過程である電子再結合が起こり始めると、蒸気が加速を受ける可能性がある。このような後期加速は凝縮相の放出速度、角度を変化させる可能性がある。加速を受けた高温の凝縮相放出物が再び地球に

衝突すると、さらに多くの蒸気が発生するはずである。周地球物質の蒸発率は従来予測よりもさらに高くなるのかもしれない。

近年のレーザー実験の発展によって、宇宙速度衝突条件での珪酸塩の状態方程式データを取得することが可能になってきた。その結果従来よく用いられている M-ANOES には考慮されていないエネルギー分配過程が存在することが明らかになった。我々は電離/電子再結合が重要な役割を果たしていると考えている。この過程を M-ANEOS に取り込むためには、使用されている原子-電子、原子-原子間相互作用モデルを高压下での解離/電離を許すように修正し、実験データによる較正を行うことが必要である。

#### 参考文献

- [1] Ahrens, T. J., & O'keefe, J. D., *The Moon*, **4**, 214-249, (1972).
- [2] Kurosawa, K. et al., *Geophys. Res. Lett*, **37**, L23203, doi:10.1029/2010GL045330, (2010).
- [3] Pahlevan, K., & Stevenson, D. J., *EPSL*, **262**, 238-249, (2007).
- [4] Mukhin, L. M. et al., *Nature*, **340**, 46-49, (1989).
- [5] Melosh, H. J. & Vickery, A. M., *Nature*, **338**, 487-489, (1989).
- [6] Lisse, C. M. et al., *ApJ*, **701**, 2019-2032, (2009).
- [7] Kokubo, E. & S. Ida, *Icarus*, **131**, 171-178, (1998)
- [8] Canup, R. M., *Icarus*, **168**, 433-456, (2004).
- [9] Melosh, H. J., *72<sup>nd</sup> AMSM*, **5104**, (2009)
- [10] Wada, K., et al., *ApJ*, **638**, 1180-1186, (2006).
- [11] Canup, R. M. & A. C. Barr, *41<sup>st</sup> LPSC*, **2488**, (2010)
- [12] Crawford, D. A., *11<sup>th</sup> HVIS*, **155**, (2010)
- [13] Melosh, H. J., *MAPS*, **42**, 2079-2098, (2007).
- [14] Hicks, D. G. et al., *PRL*, **97**, 025502, (2006).
- [15] Kurosawa, K. et al., *17<sup>th</sup> SCCM*, in press, 2011
- [16] Kurosawa, K. et al., submitted.
- [17] Sekine, T. et al., *Joint AIRAPT-22 & HPCJ-50*, (2009).

# 土星系中型質量衛星における多様性の起源： SPH 流体コードを用いた巨大衝突のシミュレーション

○藤田 航<sup>1</sup>、玄田 英典<sup>1</sup>、関根 康人<sup>2</sup>、杉田 精司<sup>2</sup>

<sup>1</sup> 東京大学大学院理学系研究科地球惑星科学専攻

<sup>2</sup> 東京大学大学院新領域創成科学研究科

土星の中型質量衛星とは、Titan（半径約 2500km）より一回り小さい、半径約 100-1500km の衛星群を指す。特に Titan より内側のものに注目すると、それらは密度や活動度などの点で多様性に富んでいることが知られている。例えば、Tethys は岩石質量分率が約 6% と非常に低く純粋な氷に近い天体であるが、その両隣の Enceladus と Dione はそれぞれ約 57%、約 50% であり、太陽系元素存在度から予想される岩石質量分率（約 30%）より顕著に高く、これら衛星には活発な表面活動が現在もしくは過去に起きていたこともカッシーニ探査機の観測から明らかになっている。一方、Mimas と Rhea はそれぞれ約 26%、約 33% となっており、軌道や衛星サイズに無関係に密度にばらつきが見られる。これらの衛星は規則衛星であり、土星形成時に出来る原始土星系円盤内での氷微惑星の衝突・合体で形成したと考えられるが、元々同じような組成をもつ氷微惑星の集積によりこのような多様性が生じる理由は、従来の最小質量円盤モデルでは説明することが出来ず長年の謎であった。

近年、Sekine & Genda (2011) は、原始太陽系星雲からの物質のインフローを考慮した原始ガス惑星円盤モデル (gas-starved モデル) (Canup & Ward, 2006) に立脚し、衛星系形成の最終段階において起こりうる氷衛星同士の衝突によって、この多様性を説明しようと試みた。gas-starved モデルによると、原始土星系円盤では衛星は Titan 程度の大きさまでは成長できるが、それ以上大きくなると円盤ガスのガス抵抗により土星に落下してしまう。Sekine & Genda (2011) は、落下途中の Titan サイズの氷衛星が、内側軌道を公転する形成途中の衛星 (Titan の 1/20 の質量) と巨大衝突すると考えた。そして、SPH 流体コードを用いた数パターンの衛星同士の巨大衝突シミュレーションを行い、月一地球系形成時の巨大衝突における過去の研究で提唱されていた、衝突衛星同士の合体衝突 (merging impact)、衝突後合体せずに 2 つの衛星が残る衝突 (hit-and-run impact) の他に、ある衝突条件下において "clump" と呼ばれる中型質量衛星と同程度の質量を持つ粒子の塊が複数形成される衝突 (clump-forming impact) が起きることを発見した。全 20 ランの数値計算の結果、これらの clump は岩石質量分率が 0-92% と幅広く分布しており、Sekine & Genda (2011) はこのような巨大衝突が中型質量衛星の形成につながった可能性があるとの仮説を提唱した。しかしながら、彼らの計算は限られた衝突条件でしか行われておらず、上記のような仮説が確率的にどのくらい妥当であるかを系統的に調べられてはいない。

そこで本研究では、巨大衝突によって土星の中型質量衛星における密度のばらつきを説明するため、衝突速度・衝突角度といった衝突パラメータを変化させ、clump が形成されるような衝突がどのくらい起こりうるかを系統的に調べた。SPH 流体コードを用い、衝突速度  $v$  を  $1 < v/v_{\text{esc}} < 3$  ( $v_{\text{esc}}$  は Titan の脱出速度)、衝突角度  $\theta$  を  $0^\circ < \theta < 90^\circ$  ( $0^\circ$  が垂直衝突) の間で変化させた衝突シミュレーションを約 80 ラン行った結果、clump-forming impact が起きるパラメータ領域はほぼ  $30^\circ < \theta < 60^\circ$  の間にあり、 $v/v_{\text{esc}} < 1.3$  では clump は形成されず、merging もしくは hit-and-run impact

になることがわかった (図1)。さらに、本研究によって得られた各衝突が起きるパラメータ領域と、衛星同士が衝突する際の衝突角度の確率分布から、巨大衝突の際に約40%の確率で clump-forming impact が起こりうるということ、また衝突後にインパクターがターゲットに全て取り込まれないような clump-forming impact や hit-and-run impact は約70%の確率で起こることが明らかになった。これは、Titan サイズの巨大衛星の落下の際、内側の形成途中の衛星は必ずしも衝突で失われてしまうわけではなく、高い確率で巨大衝突を生き残ることを示唆している。形成された全 clump の質量と岩石質量分率と実際の土星系中型衛星のそれらを比較したところ、Enceladus、Dione、Tethys といった、太陽系元素存在度から予想される岩石質量分率から顕著に外れた衛星の観測結果も説明する多様性を持つ中型衛星が形成するという結果が得られた (図2)。これらの系統的な妥当性の検証の結果、巨大衝突による土星系中型衛星の形成は十分に起こりうるという結論を得た。

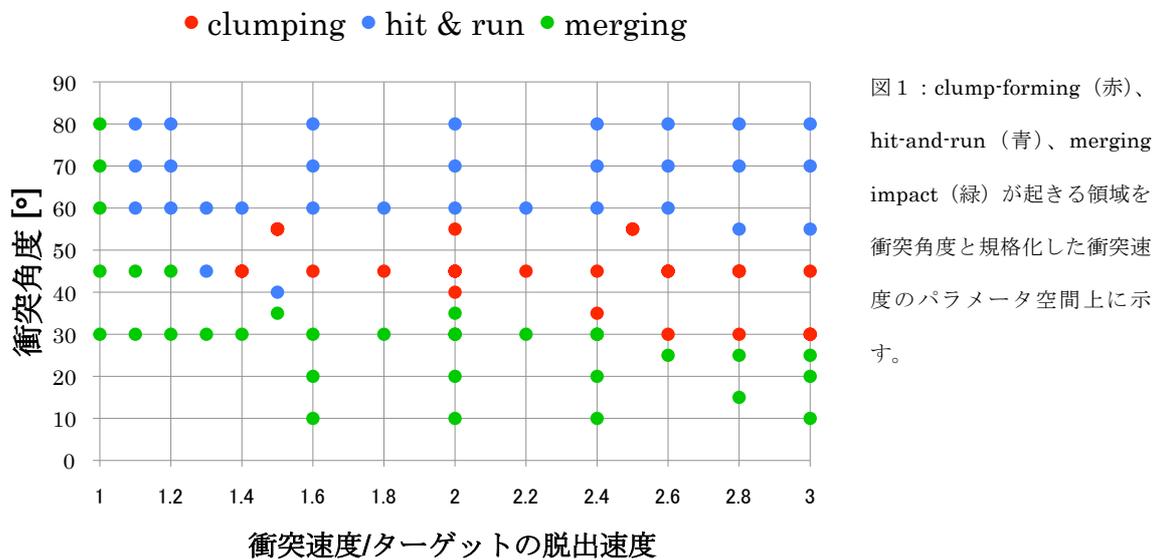
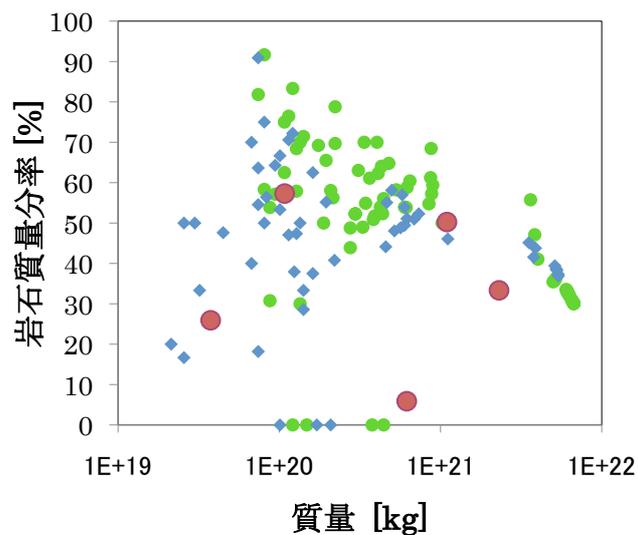


図1 : clump-forming (赤)、hit-and-run (青)、merging impact (緑) が起きる領域を衝突角度と規格化した衝突速度のパラメータ空間上に示す。

図2 : 本研究と Sekine & Genda (2011) で形成された全 clump の岩石質量分率と衛星質量の関係。青と緑は、それぞれ Sekine & Genda (2011) と本研究の結果を示す。赤は実際の中型質量衛星を表す。



# 玄武岩標的を用いたクレーター形成実験

高木 靖彦 (愛知東邦大学)、長谷川 直 (ISAS/JAXA)

衝突クレーター形成のスケーリング則が強度項と重力項により成り立っていることは良く知られている。この内、重力項に関しては、石英砂やガラスビーズを標的に用いた多くの実験により検証が行われている。一方、強度項の検証のための実験は意外に少なく、岩石標的を用いた系統的实验はほとんど行われてこなかった。クラックの無い均質な岩石資料を一定量入手することが難しいことが、その理由の一つと考えられる。

今回、クラックが無いクレーター形成実験に適切な大きさのウクライナ産の玄武岩を入手することができたので、系統的なクレーター形成実験を行い、強度スケーリング則の検証を目指した。実験に用いた標的は 200 × 200 × 90 mm の大きさの直方体で、今回使用した 8 個の資料は、同一の柱状摂理より切り出したものである。切り出した方向は、柱の軸に垂直な方向に長辺が向いており、衝突の方向は、短辺の向き、すなわち柱状摂理の向きに平行な方向である。質量は 10.55 ~ 10.73 kg で、密度は 2913 ± 10 kg/m<sup>3</sup> であった。

実験は、JAXA 相模原キャンパスにある二段式軽ガス (水素) 銃を用いて行った。弾丸には、直径 3.2mm のアルミニウム球 (47 mg) およびステンレス鋼球 (135 mg) を用い、衝突速度は 3200~5300 m/sec、衝突角度は 90° であった。

形成されたクレーターの一例を図 1 に示す。玄武岩が固まった時の影響と思われる、柱状摂理の軸中心から放射方向へ延びる破断面が多くのクレーターで顕著に見られた。形状が中心軸対象でないため、クレーター直径を一義的に測定することが困難であった。そこで、図 1 に示したように衝突点から 8 方向での径を測定し、その平均の 2 倍を直径とした。測定された直径と衝突エネルギーの関係を図 2 に示す。大きな丸が今回の結果であり、小さな四角は 20 年以上前に Caltech で斑レイ岩を標的にして行われた実験の結果 [1], [2] である。

今回の結果について、最小二乗近似すると

$$D \propto E^{0.622 \pm 0.066} \quad (1)$$

という関係が得られる。ここで、 $D$  が直径、 $E$  が衝突エネルギーである。

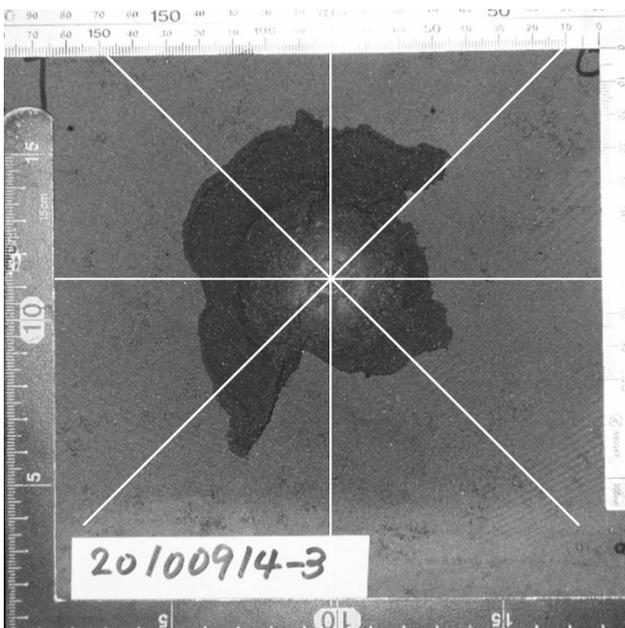


図 1. 形成されたクレーターの一例

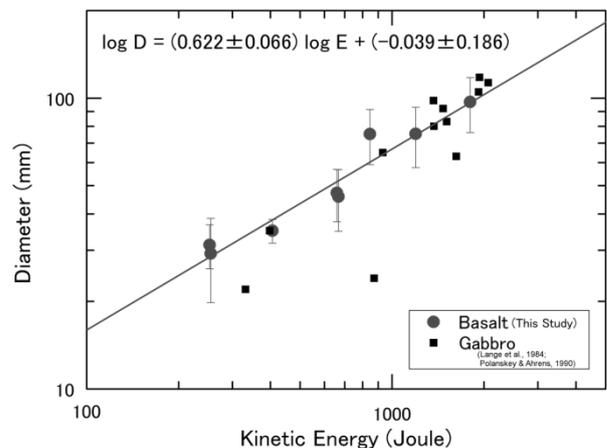


図 2. クレーター直径と衝突エネルギーの関係

クレーターの深さと容積に関しては、非接触型三次元形状計測器を用いて測定した。ただし、大きなクレータ 3 つは、測定可能範囲を超えてしまっていたため、今回は測定できなかった。測定された断面の一例を図 3 に示す。

回収された破片からは、スポール破壊が支配的であるように見られたが、断面形状からは、スポールと中央ピットの境界は明瞭には認められない。

三次元形状計測器により計測された深さ、 $d$  および容積、 $V$  と衝突エネルギー、 $E$  との関係は

$$d \propto E^{0.531 \pm 0.099} \quad (2)$$

$$V \propto E^{1.16 \pm 0.19} \quad (3)$$

と求められた。また、容積と衝突エネルギーの関係を図 4 に示す。

式 (3) は、従来のスケーリング則で言われていたように、衝突エネルギーとクレーター容積 (直径の 3 乗) が比例する強度スケーリングの関係を示している。しかし、式 (1) と式 (2) は、直径がエネルギーの 0.6 乗、深さがエネルギーの 0.5 乗に比例していることを示しており、容積は 1.7 乗に比例するはずである。式 (3) の結果とは不調和である。

この原因としては、

- (1) アルミニウム球とステンレス球の両方の結果を含めて解析していること。弾丸／標的の密度比の効果を考慮しなければならないはずである。

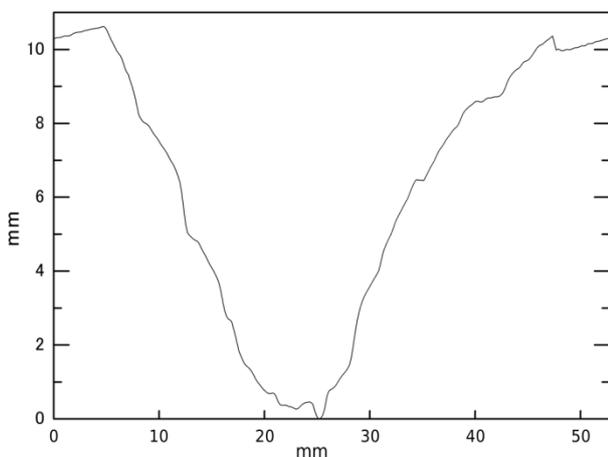


図 3. 三次元形状計測器で計測されたクレータープロフィールの一例。高さが約 3.45 倍強調されている。

- (2) サイズの大きなクレータのデータが 3 次元測定器で測定できなかったことにより、直径は全 8 ショットのデータを用いているのに対して、容積に関しては、サイズの大きい 3 ショットのデータが含まれていないこと

などが考えられる。

これらの点の影響を明らかにするために、弾丸の材質 (密度)、衝突エネルギー範囲を広げた実験を継続して行っていく予定である。

## 引用文献

- [1] Lange, M. A., T. J. Ahrens, and M. B. Boslough (1984), Impact cratering and spall failure of gabbro, *Icarus* **58**, 383-395
- [2] Polanskey, C. A. and T. J. Ahrens (1990), Impact spallation experiments: Fracture patterns and spall velocities, *Icarus* **87**, 140-155

## 謝辞

実験は、宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所スペースプラズマ共同利用設備を利用して行いました。玄武岩資料は愛知県岡崎市のファニチャーストーン株式会社 (<http://www.f-stone.com/>) より購入しました。

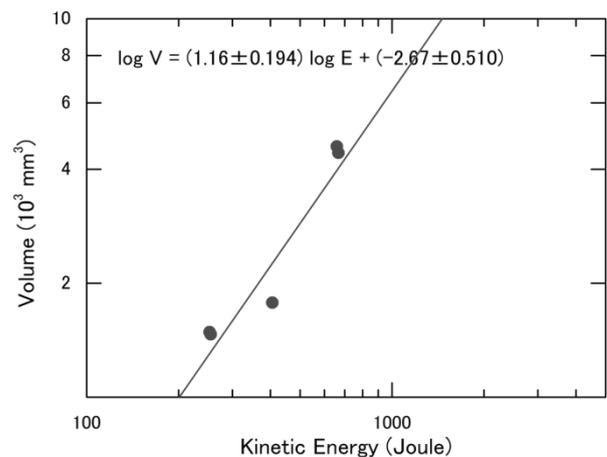


図 4. 形成されたクレーター容積と衝突エネルギーの関係

## 圧電性 PZT を使った宇宙塵検出器の開発

小林正規、宮地孝（千葉工業大学 PERC）服部真季（東京大学新領域）

### 圧電性 PZT

圧電セラミックは、未分極の状態では等方性で圧電性は現れないが、分極処理を施すことによって分極軸は無次元（ $C_{66}$ ）の回転対称軸になり、それと垂直な面内では等方性となる。中でも圧電性 PZT 素子は、非常に大きな電気機械結合定数を持ち、特に感度がよいため、従来超音波のセンサー、魚群探知機のソナーセンサー、加速度計などに使われていて、機械振動を電気信号に変換するトランスデューサーとして使われてきた。そして、ゲインの高いプレアンプで読み出すことで、サブミクロンサイズの微粒子が衝突した時の振動も検出することができる。

また PZT は、キュリー点は約 320 度付近にあり、キュリー点の半分の 150°C ぐらいまでなら、脱分極することなく安定して使用できる。そのため PZT は、太陽近傍での運用のため、高温環境に曝されるベピコロンボ MMO に搭載される水星宇宙塵観測装置 MDM に検出器として採用されている (Nogami et al., 2010)。コンパクトで、高圧印加が不要、広い温度範囲で使用可能また太陽光およびプラズマの影響を受けずに観測できるという特長から今後も、惑星間塵、星間塵、惑星周辺塵などの観測に重要な検出器である。

### 微粒子衝突実験

宇宙塵などの微粒子が衝突する現象を調べるために、あるいは高速微粒子の検出器を開発するために微粒子（直径 0.01 から 10 $\mu\text{m}$ ）を人工的に加速する装置が必要である。微粒子を加速する方法として静電加速器やガス銃・火薬銃がある。中でも静電加速器は帯電させた微粒子を高電圧によって加速するもので、加速電圧  $V$ 、粒子速度  $v$ 、粒子質量  $m$ 、粒子の帯電電荷量  $Q$  とすると、加速エネルギーは  $QV=mv^2/2$  となる。現在、MV 級の加速を行っているのは、日本の東京大学重照射施設 (HIT) を含めて数か所しかないが、ガス銃や火薬銃に比べて不純物の混入がなく、粒子一個一個を個別に加速できるという特徴から、宇宙塵検出器の開発には必要不可欠である。加速される微粒子は、銀、鉄、炭素、ラテックス材の微粒子がよく使われる。最近ではドイツ・マックスプランク研究所のダストグループが、輝石などの鉱物の微粒子を作って加速実験を行えるようになった。加速される微粒子は、質量が不均一であるため、ビームライン内に設置された電極の通過時間を測定して速度を求め、それと加速エネルギーから加速された微粒子の質量を求めることができる。

静電加速器を使った実験は、実際の宇宙塵を模擬するのに適しているが、マシンタイムに限りがある。微粒子が衝突した時に発生する衝突応力を模擬するために、パルスレーザーを検出器の検出面に照射してアブレーションして発生するプラズマ蒸気が噴出する反作用によって圧力（アブレーション圧力）を発生させる方法がある。厳密には、運動エネルギーによる圧力と、物質が熱によって蒸発して膨張するときに発生する圧力は異なるものであるが、微粒子衝突を模擬する程度の圧力ならば、数十 mJ のパルスレーザーならば十分発生させることが可能である。実験室内で可能な簡便な方法だが、アブレーションのために検出器表面が傷つくのが大きな欠点である。

### PZT 検出器開発

PZT に微粒子が衝突すると、圧電効果によって電極に電荷が現れる。それを電荷有感型プレアンプで読み出して、デジタルオシロスコープでプレアンプの出力波形を記録するというのが、基本的な実験コンフィグレーションである。PZT は比誘電率が非常に大きいため (1300~1700)、板状の PZT 素子の静電容量は非常に大き

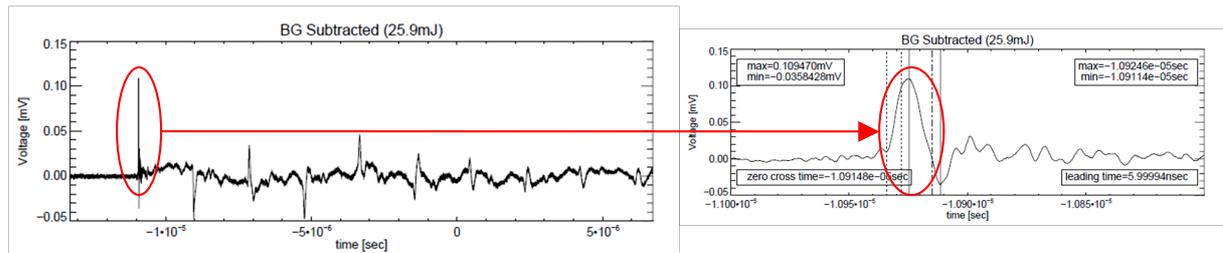


図1 PZT 検出器の信号を試作した電流有感型プリアンプで取得した波形。右は拡大した図。

くなる。例えば、 $40\text{mm}\times 40\text{mm}\times 2\text{mm}$  の PZT 素子であれば、約  $10\text{nF}$  の静電容量をもつことになる。そのため、電氣的と機械的との変換能力を表す係数である電気機械結合係数が大きな PZT であっても、読み出しの回路に気をつけないと、S/N 比が小さくなり、信号を読み出せない可能性がある。そのために、電荷有感型プリアンプを使用することは必須である。電荷有感型プリアンプを使う目的は二つある。一つは、すでに述べた大きな静電容量の検出器から信号を読み出すためであるが、もう一つは検出器の持つ静電容量の温度依存性に影響されないようにするためである。もし、PZT 検出器の出力を電圧モードのプリアンプで読み出したら、温度によって静電容量が大きく変化するため、読み出した信号も温度依存性を持つことになる。電荷有感型プリアンプは、設計を正しくしていれば、入力静電容量には影響されずに信号を読み出すことができる。信号の立ち上がりは速い場合で  $100\text{ns}$  程度になるため、プリアンプの立ち上がり応答時間や記録のためのデジタルオシロスコープのサンプリングレートや周波数帯に気をつける必要がある。

このような圧電素子による宇宙塵検出器には欠点もある。あまりにも振動に対して感度がよいため、高速微粒子が検出面に当たった時の振動以外の信号もひろってしまうことである。この信号の真偽判定をするためには、プリアンプで読みだされる信号の波形を記録し、そのプロファイルを分析する必要がある。BepiColombo-MDM の場合、フラッシュ ADC を搭載して、波形のデータをダウンロードし、本当の微粒子衝突イベントとそうでないものを区別する。一般に宇宙ミッションには、電力消費量や通信レートには厳しい制限がある。フラッシュ ADC の電力や波形データをダウンロードするための通信レートは決して小さくない。

このような問題の解決のために、電流有感型のプリアンプを試作し、高速微粒子の衝突を模擬するためのパルスレーザー照射実験で、図 1 のような信号が検出器から読み出されることを確認した。検出面で受けた衝撃応力が他面まで伝播して（伝播時間は約  $2\mu\text{s}$ ）、自由端で反射する様子（信号のピークが正と負を繰り返している）が波形から読みとれる（図 1 左）。真のイベント以外の偽イベント（例えば、検出器の周囲への微粒子衝突や、温度変化による検出器とホルダーの熱歪によって生じる微小振動など）ではこのような波形にはならないため、真偽判定に利用できるだろう。

さらにこのプリアンプの出力信号の立ち上がり時間は、電荷有感型に比べて非常に速く、図 1 の例では、約  $10\text{ns}$  である。これまでの研究では、PZT による位置検出器の位置の決定精度は  $1\text{mm}$  以下程度となっているが、電流有感型アンプでは立ち上がり時間が  $10\text{ns}$  とこれまでの 10 倍以上速いため、位置の決定精度の向上が期待できる。

この他に、読み出しのための電極を PZT 検出器の有効面積よりも小さくして読み出しのアンプの負荷を軽減して S/N 比向上させる研究も進めている。その中で、PZT からの出力信号の周波数成分を調べたところ、共振周波数より低い成分の和をとると、衝突粒子の運動量に比例することが分かった。その原因として、衝突を起因とする PZT 中の弾性波のうち縦波だけでなく表面波も圧電信号に寄与していると考えている。今後、衝突時に発生する表面波の直接観測と表面弾性波の発生モデルの検討を行う予定である。

# Rubble-Pile 天体形成と小惑星のサイズ分布

○平田成<sup>1</sup>

<sup>1</sup>会津大学

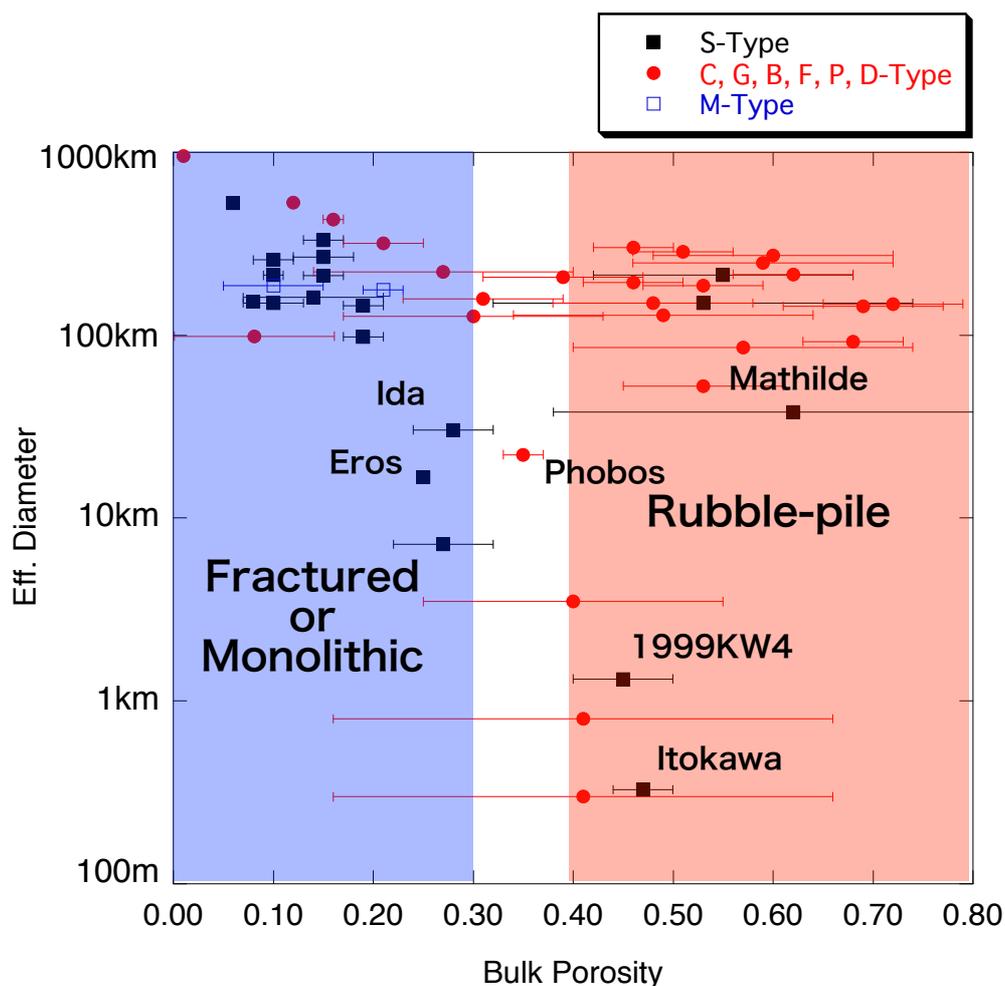
小惑星探査機はやぶさの重要な成果の一つとして、小惑星 Itokawa の空隙率が非常に大きいことの発見が挙げられる (Fujiwara et al., 2006; Abe et al., 2006)。これは、Itokawa が Rubble-Pile 構造を持つ天体であるらしいことを示唆する。Rubble-Pile 天体は、一般に引張り強度 0 で、自己重力のみで天体としての形状が成立している天体と定義されている (Richardson et al., 2002)。このような天体の存在についての議論は小惑星の研究史の中でかなり早い時期に始まっている。当初は、小惑星に対して多数回の衝突が起きることによって破壊が蓄積して Rubble-Pile 構造となる、あるいは破局的な衝突破壊の結果として Rubble-Pile 天体が形成される、と考えられてきた (Davis, 1979)。その後破局的な衝突破壊が生じた後、飛散した破片同士が自己重力で再集積することによっても Rubble-Pile 天体が形成されることが示唆されるようになった。

このような Rubble-Pile 天体形成過程の理解の進展を受けて、計算機シミュレーションで衝突破壊現象と破片の再集積過程の再現が試みられているほか、シミュレーション結果と実際の小惑星族のサイズ頻度分布と比較した議論もある (Michel et al., 2003; 2004)。ただし、現在のシミュレーション手法では破片の最小サイズは 1km 程度であり、Itokawa のような小サイズ小惑星の状態を議論することはできない。また、再集積過程の全てを追跡している訳ではないため、個別の小惑星の状態についても不明である。

一方、探査機による直接観測では長らく Rubble-Pile 構造を持つ天体の実在は確認されなかった。小惑星 Ida, Gaspra, Mathilde, Eros は Mathilde を除いて空隙率がそれほど大きくないことや、全球的な構造地形の存在などから、Rubble-Pile ではない、と見なされている。このような観測事実を説明するため、例えば Cheng (2004) では小惑星の衝突破壊による寿命の見積もりを行い、過去探査された 10-50km サイズの小惑星は太陽系の年齢に対して十分長い寿命を持ち、破局的破壊を経験していないため、Rubble-Pile 構造を持たないのではないかと主張している。この主張は、小さく寿命の短い Itokawa が Rubble-Pile 構造を持つこととも整合した説明ではある。しかしながら、太陽系形成初期には現在より小惑星の数がかなり多かったことが示唆されている (Bottke et al., 2005)。そのような環境下での衝突頻度を考慮すると小惑星の衝突破壊寿命はもっと短くなる可能性があるため、10-50km サイズの小惑星に Rubble-Pile 構造が見られないことの十分な説明になっているとは言い難い。それよりは、自己重力による破片の再集積効率がサイズに依存しているためと解釈するのが自然であるように考えられるが、これは Itokawa のような小サイズ Rubble-Pile 天体の存在の理由を説明できない。

探査機による直接観測は精度が高いが、対象天体の数が少なく、観測バイアスの評価が難しい。これに対し、小惑星の位置観測結果を集積して小惑星同士の軌道擾乱の量を見積もることで小惑星質量の計測を行う手法 (アストロメトリー) は、精度は高くはないものの多くの小惑星の空隙率の推定を可能としている。図は Bear et al. (2011) による空隙率見積もりのサマリーにいくつかの文献値を追加して作成した、小惑星サイズと空隙率の関係を示したものである。Britt et al. (2002) では小惑星の巨視的空隙率を基準に、30%以上を Rubble-Pile、20%以下を Fractured または Monolithic 天体と分類している。隕石の典型的な微視的空隙率は約 10% であるので (普通コンドライトの場合)、バルク空隙率で考えると 40% 以上

が Rubble-Pile, 30%以下を Fractured または Monolithic 天体に相当する。この図からは、小惑星のバルク密度とそこから推定される内部構造がサイズごとに大きく変わっていることが示唆される。直径 500km 以上の小惑星は基本的に空隙率は低く、自己重力による圧密が効いていることが示唆される。直径 100-500km の領域では低空隙率の小惑星と高空隙率の小惑星に二極分化している。これは、初生小惑星の生き残り と破局的破壊を経験した Rubble-Pile 小惑星が共存していることを意味するのかもしれない。しかし、高空隙率のグループには C 型とその類縁の小惑星タイプが多く、構成物質の違いを見ている可能性もある。Mathilde も属する 50-100km の領域では、全ての小惑星が高空隙率を持っているが、それより小さい 5-50km の領域では一転して低い空隙率を持つようになる。アストロメトリーといえどもこのサイズでの観測例はごく少なく、プロット点のほとんどが探査機の観測に由来するデータではあるが、この傾向に反する例は今のところ見つかっていない。さらに興味深いことに、Itokawa も属する 5km 以下の領域では再び高空隙率の小惑星が主体となる。この図から読み取れる小惑星のサイズと内部構造の関係は、探査機による観測の結果が大局的には小惑星全体の状況を反映したものであることを示唆しているが、その成因を明快に説明することは依然として難しいと思われる。今後の観測、探査によってデータを増やすとともに、理論計算とシミュレーションによって、より妥当な小惑星の内部構造進化モデルの構築が行われることが望まれる。



# 岩石ラブルパイル天体の衝突破壊条件に関する実験的研究 ：構成岩塊の破壊が再集積プロセスに及ぼす影響

藤田幸浩<sup>1</sup>、荒川政彦<sup>2</sup>、寫生有理<sup>1</sup>、長谷川直<sup>3</sup>

1. 名古屋大学環境学研究科

2. 神戸大学

3. JAXA/ISAS

<はじめに>

天体同士の衝突は太陽系において普遍的な現象である。そのため、太陽系の歴史を明らかにするためには衝突破壊現象の理解が不可欠となる。衝突破壊現象で重要とされる物理量の一つに衝突破壊強度  $Q_D^*$  がある。Davis et al (1979) では  $Q_D^*$  を天体の shattering 破壊強度  $Q_S^*$  と重力ポテンシャルの組み合わせとして以下のように記述している。

$$Q_D^* = Q_S^* + \frac{4}{5} \pi \rho G R^2 \quad (1)$$

$Q_D^*$  は天体が衝突によって破壊される条件を示しており、衝突破壊と再集積が繰り返される天体の進化過程を考察する上では非常に重要なパラメタとなる。

<実験目的>

天体が衝突破壊し再集積すると特殊な構造を持つラブルパイル天体（以下 R-P 天体）が形成される。そのため、このプロセスが繰り返される太陽系の進化過程では、R-P 天体が普遍的に存在していたと考えられる。ゆえに、R-P 天体の衝突破壊強度  $Q_{RD}^*$  を知ることは太陽系の衝突の歴史を明らかにする手がかりの一つとなる。

R-P 天体を構成する岩塊同士は互いに結合力を持たないため  $Q_S^*=0$  となり、(※)式から  $Q_{RD}^*$  は重力ポテンシャルのみで決定される。しかし、高速度で衝突が起こると衝突点

付近で構成岩塊が破壊されるようになる。このとき衝突エネルギーが散逸されるため、実際には  $Q_{RD}^*$  は重力ポテンシャルよりも大きくなると考えられる。そこで本研究では、R-P 天体を模擬したターゲットを用いて衝突破壊実験を行い、衝突速度による構成岩塊の破壊の程度や破片速度の変化から衝突点付近でのエネルギー散逸量を見積もった。そして、R-P 天体の衝突破壊条件から高速度衝突における  $Q_{RD}^*$  を求めた。

<実験方法>

本実験では、ガラスビーズで作成した R-P 天体模擬ターゲット(Fig.1)を用いて衝突実験を行った。神戸大と宇宙研の二段式軽ガス銃を用いて 7mm ナイロン球を 2~7km/s の速度で衝突させた。それぞれの衝突条件においてターゲットを構成するビーズの破片質量やビーズの飛翔速度などを測定した。



Fig.1 R-P 天体模擬ターゲット

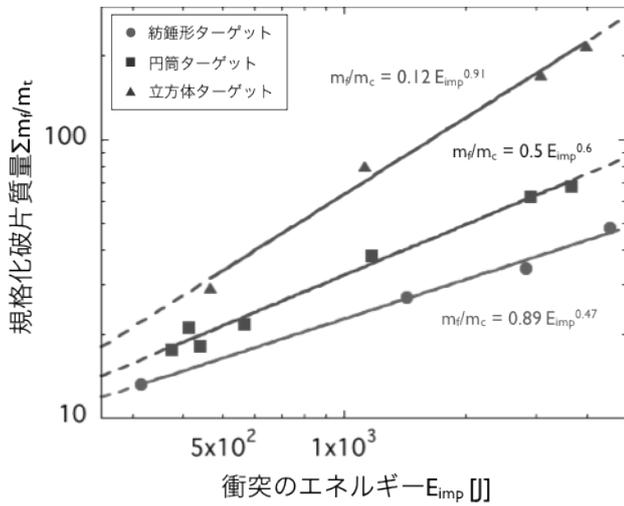


Fig.2 構成ビーズの破壊の程度

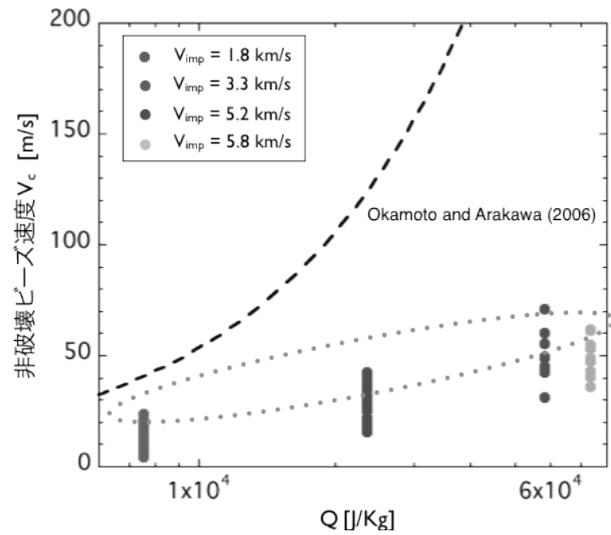


Fig.3 非破壊ビーズの飛翔速度

## <実験結果>

### [1. 構成ビーズの破壊の程度]

衝突点付近で起こる構成ビーズの破壊は衝突エネルギーによって変化すると考えられる。Fig.2 は衝突エネルギーに対して破壊されたビーズの破片質量をプロットしたグラフである。このグラフから、衝突エネルギーの増加に伴って破壊されるビーズの数が増加していることが分かる。また、ターゲットの種類によってもデータに差があることから、構成ビーズの破壊はターゲットのサイズと形状に影響されることが考えられる。

### [2. 非破壊ビーズの飛翔速度]

Fig.3 から、非破壊ビーズの飛翔速度は衝突エネルギーの増加に対してそれほど増加しないことがわかる。このことは、衝突エネルギーの大半が構成岩石塊の破壊で散逸していることを示している。これらのデータを用いると、非破壊ビーズの運動エネルギーへと分配される衝突エネルギーの割合はわずか数%であることがわかった。

## <考察>

本実験の結果を用いて R-P 天体が衝突によって散逸する条件を見積もる。ある衝突エネルギーが与えられたとき、非破壊構成岩石塊の運動エネルギーへと分配される割合は数%である。このときの分配率  $f$  を用いると、R-P 天

体が散逸する条件は以下のようにかける。

$$fQ > \frac{4}{5} \pi \rho G R^2 \quad (2)$$

Fig.4 はこの式をグラフにしたものである。このグラフを見ると、 $Q$  がある条件になったとき非破壊の構成岩石塊の持つ運動エネルギーが天体の重力ポテンシャルと等しくなることが分かる。このとき(2)の式において等式が成り立つので、 $Q_{RD}^*$ として以下のような式が得られる。

$$Q_{RD}^* = \frac{4}{5} \frac{\pi \rho G R^2}{f} \quad (3)$$

今回の実験ではこの分配率  $f$  の値は 0.01~0.03 となるような結果が得られた。よって、 $Q_{RD}^*$  は(1)式における重力ポテンシャル項の 30~100 倍になることがわかった。

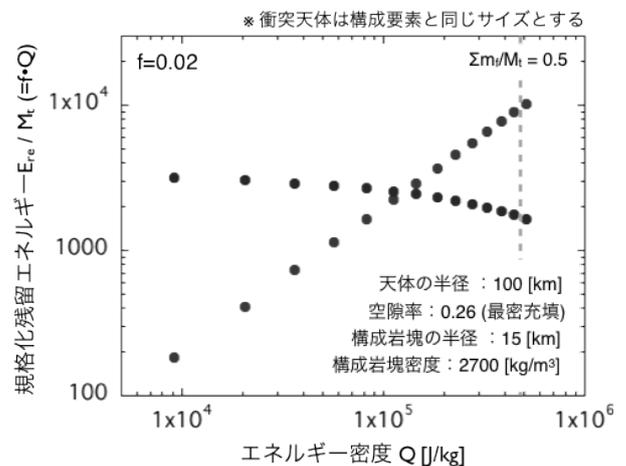


Fig.4 R-P 天体の衝突破壊条件

# 複数回衝突が及ぼす氷ターゲットの衝突破壊強度への影響

○羽山遼<sup>1</sup>, 荒川政彦<sup>1</sup>

<sup>1</sup>神戸大学大学院理学研究科

## はじめに

氷天体同士の衝突は、氷惑星・氷衛星、カイパーベルト天体の形成・進化に重要な役割を果たしたと考えられている。そこでこれまで氷試料を用いた衝突破壊実験が数多くなされてきた。実際の氷天体は、カタストロフィックに破壊して散乱する以前に複数回の衝突を経験したと思われるが、これまでの衝突実験では単一衝突による研究が多かった。複数回衝突に関する過去の研究では、事前衝突により発生したクラックにより衝突破壊強度が下がることが報告されている (Gault et al., 1969; Housen, 2008)。さらに、衝突エネルギーの合計が等しく衝突回数を変化させた実験を行った場合、衝突により発生する最大破片と積算エネルギー密度の関係は、単一衝突によって得られたものとほぼ一致することが報告されている。一方、Nakamura et al. (1994)は、衝突破壊で得られたコア破片を2回目の衝突試料として実験を行い、その結果、1回目の衝突が破壊にはほとんど影響しないことを報告している。このような不一致が起こる理由は、衝突により発生するクラックが非均質だからであり、複数回衝突の研究では試料に入ったクラック分布を定量化した上で実験することが必須である。そこで本研究では氷試料を用いた複数回衝突実験を行い、事前衝突によるプレクラック分布と衝突破壊強度の関係を定量的に明らかにすることを試みた。

## 実験方法

既存クラックが氷ターゲットの衝突破壊強度に与える影響を調べるために、北海道大学低温科学研究所の低温室に設置したガス銃を用いた衝突実験を行った。実験では氷弾丸を氷試料に複数回（最大4回）衝突させた。衝突はすべてターゲットの異なる面に行った。実験温度は $-15$ 、 $-10^{\circ}\text{C}$ で、衝突速度は $140\sim 480\text{m/s}$ の範囲で変化させた。氷弾丸は円筒形で、その質量は $1.6\text{g}$ である。氷ターゲットは立方体多結晶氷で、その質量は $240\sim 1280\text{g}$ である。実験後、回収した衝突破片の質量を計測した。また、カタストロフィックに破壊されなかったターゲットは、クラック分布を定量化するために縦波速度と横波速度の測定を行った。その後、次の衝突実験の標的とした。

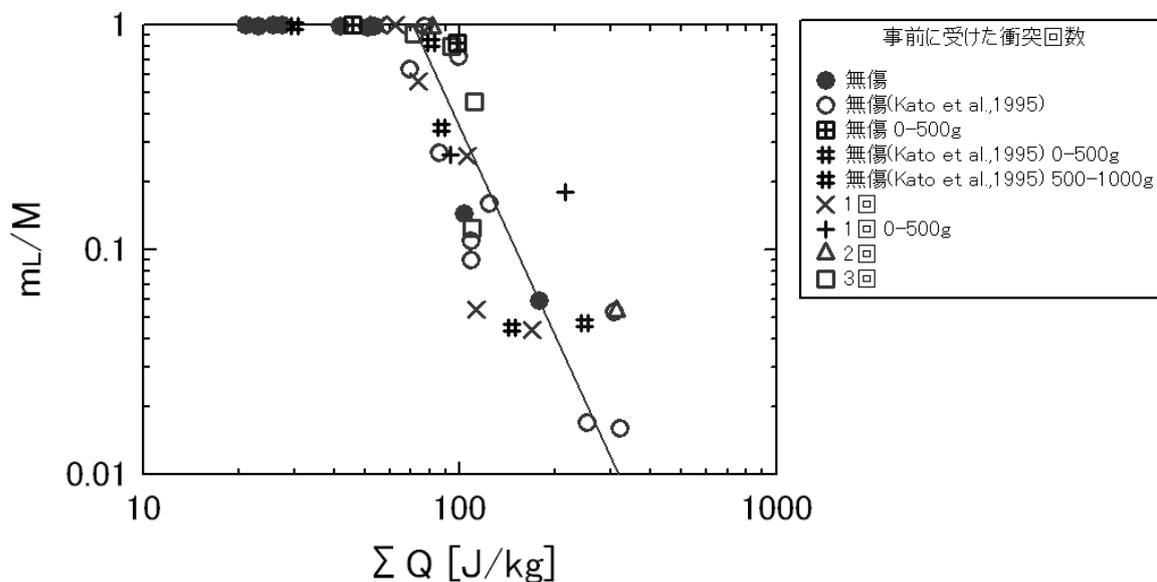
## 実験結果と考察

本研究では、1回目の衝突のエネルギー密度を変化させ、2回目以降のエネルギー密度を一定にした実験を行った。その結果、ターゲットの初期質量 ( $M$ ) で規格化した最大破片質量 ( $m_f/M$ ) は、1回目の衝突のエネルギー密度が高いターゲットのほうが無傷の

氷よりも小さい値だった。また、衝突回数増加に伴い $m_L/M$ は減少した。そして、事前衝突を受けたターゲットの $m_L/M$ は、既存の氷-氷1回衝突の $m_L/M$ とエネルギー密度の関係と比較するとかなり小さくなっていることが確認された(Arakawa et al., 2002)。これらはプレクラックによりターゲットの強度が下がった結果であると考えられる。一方、規格化した破片の質量 ( $m/M$ ) が $10^{-4}$ 以下の破片の積算個数分布は、衝突回数によらず一定であった。これはプレクラックが影響を及ぼすことができる破片サイズには下限があることを示している。

さらに、事前衝突のエネルギー密度をすべて積算した値で $m_L/M$ を見た場合、複数回衝突を受けたターゲットの $m_L/M$ は、無傷の氷の結果によく一致することが分かった。下の図は事前の衝突回数でマーカー分けした、 $m_L/M$ と積算エネルギー密度の関係である。図をみると $m_L/M$ の値は、積算エネルギー密度に依存し、事前の衝突回数やターゲット質量に依存しないことがわかる。

また、クラック密度の増加に伴い物質中の音速は減少することが知られており、この性質はO'Connell and Budiansky (1974)によって試料内部のクラック密度と弾性率の関係式として理論的に示されている。この式を実験試料に適用した結果、クラック密度は衝突回数によらず積算エネルギー密度の増加に伴い線形に増加することが分かった。



図：規格化最大破片質量と積算エネルギー密度の関係

# 等質量氷ダスト球の衝突付着に関する実験的研究

○ 寫生 有理<sup>1</sup>, 荒川 政彦<sup>2</sup>

<sup>1</sup>名古屋大学 環境学研究科, <sup>2</sup>神戸大学 理学研究科

**背景:** 原始惑星系円盤での微惑星形成過程ではダストアグリゲイトの衝突付着が起こったと考えられている。円盤でのガス抵抗によるダストの相対衝突速度は数 10m/s にも達するが[1], ダストアグリゲイトの成長可能衝突速度は氷で約 50m/s まで, シリケイトで約 5m/s まで成長可能であると示唆されている[2]。しかし, シリケイトダストの室内衝突実験では付着が観察されず, 破壊速度は~1m/s であると報告されている[3]。一方, 氷ダストの室内衝突実験はまだ行われていない。また, 氷ダストは熱により焼結によって氷粒子間ネックが太くなり, 弾性的になって衝突エネルギーを散逸させにくくなるため, 付着が起こりにくくなると考えられる[4]。そこで本研究では, 空隙率 44-80%の焼結した 3cm 氷ダスト球同士の衝突実験を行い, 反発係数と衝突変形量を調べて反発, 合体, 破壊が起こる衝突条件 (衝突速度, 空隙率) を調べた。

**方法:** 実験は北大低温研の大型低温室 (室温-15°C) で行った。微細水滴を液体窒素内に噴霧し, 平均 20 $\mu$ m の氷微粒子を作成した。氷ダスト球は氷微粒子を球成形治具に入れ圧縮して作成し, 密封袋で-15°C のもとで焼結させた。氷ダスト球は直径 3cm, 空隙率  $\phi$ =44, 52, 60, 70, 80% (質量 7.2-2.6g), 焼結時間 1 時間-4 日間とした。標的と弾丸を区別するため, 標的は赤インク

を添加した氷微粒子を用いて作成した。弾丸の加速には縦型ガス銃と自由落下を用い, 衝突速度  $V_i=0.6-63\text{m/s}$  でほぼ正面衝突させた。試料は回収箱内に糸で吊るし, 衝突直前に張力を無くした。破片の二次破壊を抑えるため, 回収箱底面にはエアバッグを, 側面にはスポンジを敷いた。衝突の様子は直交する 2 台の高速度カメラで撮影し, 衝突・反発・破片速度とインパクトパラメータを測定した。衝突後, 破片の質量分布と衝突圧縮面の直径を測定した。

**結果:** 衝突実験の結果, 反発, 付着合体, 一方破壊, 双方破壊が観察された (Fig.1)。付着合体は  $\phi > 70\%$ ,  $V_i=0.6-5\text{m/s}$  で起こり, 衝突速度と焼結時間にあまり依存しなかった。また, 一方破壊は  $\phi < 50\%$ ,  $V_i=29-50\text{m/s}$  で起こり, 双方破壊は  $\phi > 50\%$ ,  $V_i > 50\text{m/s}$  で起こった。

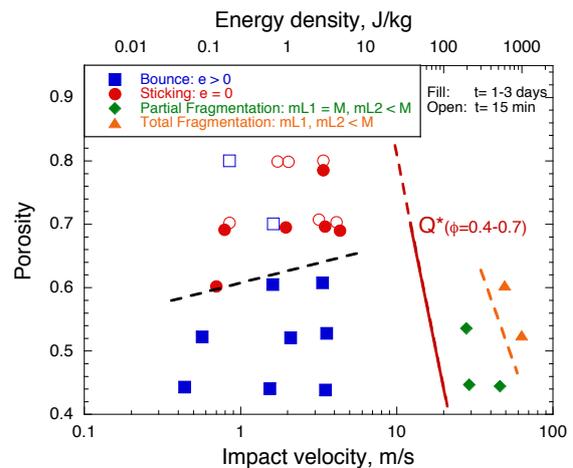


Fig.1. 衝突結果の衝突速度・空隙率依存性。

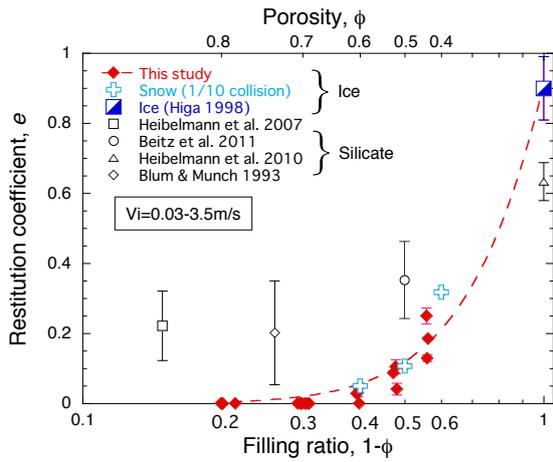


Fig.2. 反発係数の充填率依存性.

破壊が起こらなかった実験では反発係数  $e$  を鉛直方向の相対反発速度／衝突速度として求めた．その結果， $e$  は空隙率とともに減少し， $\phi=0.7$  でほぼゼロとなった(Fig.2)．また，以下の経験式が得られた．

$$e = \left( \frac{1-\phi}{1.03} \right)^{-\log\left(\frac{1-\phi}{415}\right)} \quad (1)$$

シリケートダストは  $\phi=0.85$  でも  $e>0$  であることから，氷ダストはよりエネルギーを散逸させやすいことがわかった．

衝突後の最大破片質量  $m_{1,2}/M$  は，空隙率

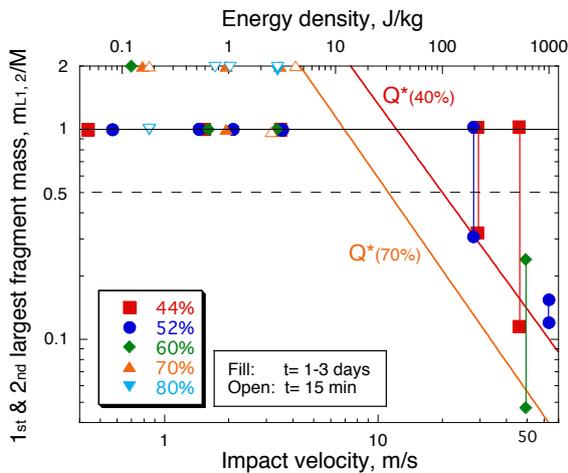


Fig. 3. 規格化最大破片と衝突速度の関係.

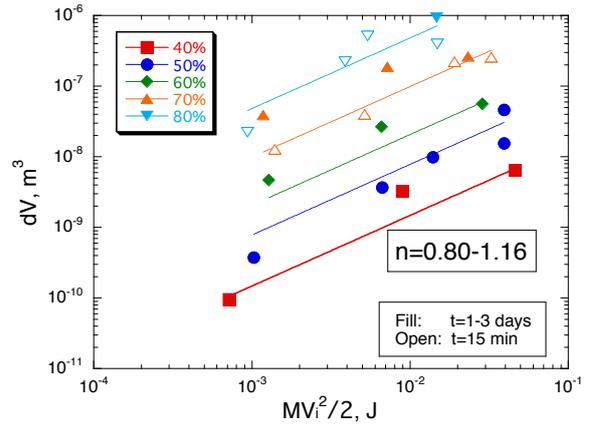


Fig.4. 変形体積  $dV$  と衝突エネルギーの関係.

40%に関しては質量比 $\sim 1/60$ の衝突で得られた衝突破壊強度  $Q^*$  と調和的な結果が得られた(Fig.3)．また， $\phi>0.7$  では  $V_i<10\text{m/s}$  で  $m_1/M=2$  (合体)であった．破壊過程の詳細については今後研究を進めていく必要がある．

エネルギー散逸を見積もるため，回収試料の衝突痕直径  $W$  から衝突変形体積  $dV$  を単純な幾何学から推定した．その結果， $dV$  は衝突運動エネルギーにほぼ比例することがわかった(Fig.4)．さらに，エネルギー散逸が体積変形だけでなされたと仮定した場合，動的圧縮強度は静的圧縮強度の2-4倍であることが推察された．

[1] Weidenschilling 1977, *Mon. Not. R. astr. Soc.* 180, 57.

[2] Wada *et al.*, 2009, *Apj* 702, 1490.

[3] Beitz *et al.*, 2011, *Apj* accepted.

[4] Sirono, 1999, *A&A*, 347, 720.

# 空隙率の大きい粉体層への衝突の数値シミュレーション

和田浩二 (千葉工業大学惑星探査研究センター)

イントロダクション：近年の小惑星探査によって、小惑星表層は細かい粒子からなるレゴリス層に覆われ、衝突クレーターと思しき窪み地形や衝突破片（イジェクタ）と思われる巨礫が多数存在し、さらにはいかにも衝突で埋め込まれたような窪みを伴う岩石が存在するなど、天体衝突特有の地形・構造の存在が確認されている。これらの地形・構造の形成条件を明らかにするためには、小惑星における衝突クレーター形成過程やイジェクタ放出・再堆積過程に関する理解即ちスケーリング則が必要であるが、その確立には至っていない。それは、小惑星の構造・環境に原因がある。レゴリス層で覆われた小惑星表層およびラブルパイルである小惑星自体は破片の集合体すなわち粉粒体と考えられ、さらに微小重力であることから高い空隙率を保持していると推定される。つまり小惑星は微小重力下にある高空隙粉粒体と考えられるが、その環境下での衝突過程についてのスケーリング則が確立されていないのが現状なのである。

本研究では、小惑星表層に刻まれた衝突過程を理解するべく、微小重力下の高空隙粉体層への天体衝突を想定した数値シミュレーションを行う。具体的には、粒子法の一つである離散要素法 (DEM) を用い、半径 1mm の球形粒子からなる粉体層へ半径 3mm および 9mm の弾丸を比較的低速度 ( $< 300\text{m/s}$ ) で衝突させる。今回はとくに、弾丸の貫入過程とその抵抗則に注目して解析を行った。これまでの実験的研究によって砂層やエアロジェルへの貫入抵抗則は得られているが [e.g., 1,2], 小惑星表層を模擬した微小重力高空隙粉体層における貫入抵抗則は明らかになっておらず、これを求めることが今回の目的である。このような貫入抵抗則は、将来の小惑星探査におけるアクティブな衝突実験やペネトレーター探査を計画するにあたって重要な検討要素でもある。

シミュレーション設定：DEM における粒子間相互作用は、粒子同士の反発係数と摩擦係数で与えられるが今回は反発係数を 0.4、摩擦係数を 0.5 と固定した。またそれとは別に粒子間付着力として接触している粒子ペアには一定の付着力が働くこととした。標的となる粉体層は半径 1mm の標的粒子 38 万個を 20cm 四方の箱に自由落下させることで形成した。粒子間付着力や粒子の回転抵抗を導入することにより空隙率の異なる 4 種類 (43, 50, 62, 72%) の粉体層を用意することができた。本研究において振ったパラメータは、重力 ( $1\text{G}$  および  $10^{-4}\text{G}$ )、粒子間付着力 ( $10^{-1}\text{N}$ ,  $10^{-5}\text{N}$ )、弾丸の大きさ (3mm, 9mm)、衝突速度 (30, 100, 300 m/s) である。なお、衝突シミュレーションの際には、回転抵抗を入れず、粒子間付着力もどの粉体層においても一定とした。

結果と議論：シミュレーションの結果、速度の 2 乗に比例する抵抗則が得られた。これは用意した範囲で粉体層の空隙率などパラメータに依存しないようである。速度の 2 乗に比例する抵抗則はいわゆる流体力学的抵抗であり、これは  $1\text{G}$  下の砂層への衝突やエアロジェルへの貫入実験においても見られ [1,2], 十分大きなレイノルズ数が実現されていると考えることができる。さらに、速度の 2 乗に比例する抵抗力に加えて、速度の 1 乗に比例するいわば粘性抵抗が見られた。これは、粒子間相互作用モデルに起因するものかも知れないが、今後室内衝突実験とも比較し検証していく必要がある。

[1] Katsuragi, H. and Durian, D. J., 2007, Nature Physics 3, 420.

[2] Niimi, R. et al., 2011, Icarus 211, 986.

# MD 計算による微粒子衝突時のエネルギー散逸過程の解明

田中秀和（北海道大学低温科学研究所）

## 1. 背景と研究目的

惑星形成の第一段階である固体微粒子合体成長過程において微粒子（ダスト）の衝突速度は最大時速百 km 以上に達するが、この高速衝突においてダストが破壊せず微惑星へと成長を続けることができるのかということが問題になっている。我々のグループによるダスト衝突数値計算によって、氷ダストは衝突速度が時速 200km 以下であれば合体成長可能であることが示された。しかしながら、この数値計算において仮定されている、JKR 理論をもとにした相互作用モデルが、ダストを構成するサブミクロン微粒子に対してどの程度有効なのかについては、未だ不定性が残されている。

本研究の目的は、サブミクロン微粒子1つを多数の「分子」で構成しその微粒子間の相互作用を分子動力学計算行なって調べることにより、従来の相互作用モデル（JKR 理論）の妥当性を明らかにすることである。ミクロンサイズ以下の微粒子相互作用は、上記の天文学的目的のみならず理工学の多くの分野に関連しており重要であるが、室内実験や大規模分子動力学計算を用いた研究はあまり行われておらず、本研究は未開拓分野への挑戦的な課題といえる。今回は第一段階として微粒子の正面衝突の際の相互作用について報告する。

## 2. 計算方法

多数の「分子」で構成された微粒子の衝突を分子動力学計算を行って調べる。計算から得られる衝突の際の微粒子の加速度を解析することで微粒子間の相互作用を明らかにすることができる。分子間の相互作用としては簡単のためレナード・ジョーンズ型相互作用を仮定した。1つの微粒子を構成する分子数はパラメータであり微粒子半径を決める。本研究では分子数が5万から1億という2千倍の範囲、半径では13倍程度の範囲に対して計算を行った。衝突する2つの微粒子で2億分子という大規模な分子動力学計算は、低温研の並列計算機環(SGI UV100)を用いることにより可能とした。衝突速度はもう1つのパラメータであり、様々な衝突速度に対し計算を行った。各分子の運動の数値時間積分には分子動力学計算でよく用いられる leap-frog 法を用いた。計算において分子温度は操作せず全エネルギーを保存させた。数値積分における時間ステップはレナード・ジョーンズの単位 (LJ 単位、以下参照) で 0.01 とした。

微粒子の分子構造は面心立方格子結晶とした。レナード・ジョーンズ分子系においてはこの結晶が低温低圧において安定であることが知られている。数値計算における初期微粒子は結晶から与えた半径の球領域を切り取るにより作成した。さらに微粒子を安定な初期状態とするために運動エネルギーを減衰させる分子動力学計算を行い緩和させた。このように用意した2つ微粒子を様々な初期速度で正面衝突させて、接触時の微粒子相互作用の詳細を調べた。JKR 理論においては微粒子間相互作用は表面張力とヤング率により表されている。レナード・ジョーンズ分子系において表面張力は LJ 単位で 3.0、ヤング率は接触面にもよるがおよそ 60 程度である。

レナード・ジョーンズ分子は相互作用ポテンシャルの深さや相互作用距離がパラメータとなっており、これらを変化させることで様々な分子の相互作用を近似的に表すことができる。特にアルゴン原子の相互作用は精度よく表すことができ、アルゴンの様々な熱力学量をレナード・ジョーンズ分子系でよく再現できる。アルゴン原子の場合のレナード・ジョーンズ単位の数値を列挙すると次のようになる。単位長：0.34nm (相互作用距離), 単位質量：アルゴン原子質量, 単位エネルギー~0.01eV, 単位速度：160m/s, 単位時間：2.2ps。本研究の結果はレナード・ジョーンズ単位で表されているが、これらの数値を用いて具体的な値を得ることができる。

## 3. 結果

約 300 万分子で構成された微粒子の衝突結果を紹介する。この微粒子の半径 R は LJ 単位で 88 であり、アルゴンの系では 30nm である。図 1 に、この微粒子 2 つを速度 0.05 と 0.06 で衝突させた場合の 2 粒子の重心間距離の時間進化を示した。重心距離が半径 R の 2 倍程度となると 2 球は接触して互いに減速し始める。ある程度食い込んだところで停止しその後跳ね返り始める。速度 0.05 の場合は最終的に接触が切れず付着し、0.06 の場合は接触が切れた。

このような 2 粒子の相対位置と速度の変化 (加速度) から 2 粒子間に働く相互作用を相対位置の関数として求めることができる。図 2 にその結果を示した。相互作用の力には 2 粒子が食い込むときと跳ね返るときとで多少のずれが見られる。このヒステリシスは 2 粒子が接触している際の表面分子再配置による緩和過程により生じている。従来の理論モデルではこのようなヒステリシスは説明できていない。速度 0.05 と 0.06 の間で相互作用の大きな違いはみられない。図 2 では数値計算から得られた相互作用と従来の相互作用モデルとの比較も行った。比較する相互作用モデルとしては、巨視的理論である JKR 理論に分子相互作用距離というミクロの効果を入れて拡張した Maugis (1992) のモデルを採用した。(但し、粒子半径が 88 と大きい場合には JKR 理論との差は小さい。) この相互作用理論モデル (灰色の線) と数値計算は、食い込む際にはよく合っている。重心間距離が 2R より大きいところではずれているが、これはまだ接触していないためである。跳ね返りの際は、ヒステリシスのため理論モデルとはずれている。相互作用のヒステリシスはエネルギー散逸を生じさせる。散逸したエネルギーは主に分子熱振動となっている。数値計算にみられるヒステリシスによるエネルギー散逸は JKR 理論ではおこらない。その代わりに 2 球の接触する際とその接触が切れる際に、重心運動エネルギーの一部が粒子表面の弾性波エネルギーに変換され、実効的なエネルギー散逸がおこるとされている。

このエネルギー散逸の量は衝突速度の増加とともに増大する。また、エネルギー散逸の結果、跳ね返り定数は1より減少する。図3では、衝突速度の関数として得られた跳ね返り定数を図示した。数値計算結果によるとエネルギー散逸及び跳ね返り定数は衝突する面に依存する。図3では、それぞれの衝突速度に対して、球の向きをランダムに変えることにより面を変え、10回の衝突計算を行うことで、跳ね返り定数の平均値を求めた。比較のためJKR理論で与えられる跳ね返り定数の値も図示した。これよりMD計算によって得られたエネルギー散逸量は（速度0.05以上では）JKR理論からの値よりも大きいことが分かる。特に衝突速度が0.1以上では跳ね返り定数は理論値に比べて大きく減少する。これは高速度衝突により球が塑性変形されたためである。

塑性変形が重要でない衝突速度0.1以下の場合のエネルギー散逸は、2球が接触している際に一定の抵抗力が働いていると考えることで説明できる。数値計算でのエネルギー散逸を説明するこの抵抗力は衝突速度に比例している。

同様な衝突計算を構成粒子数を変えることで粒子半径を変えて行った。速度一定で球半径を変えるとエネルギー散逸を生む抵抗力は球半径にほぼ比例することが明らかになった。以上より、球半径と衝突速度にそれぞれ比例する抵抗力を新たに導入することで数値計算のエネルギー散逸をほぼ説明することができる。

#### 4. まとめと今後の課題

以上の結果をまとめると次のようになる。粒子正面衝突の数値計算から得られた相互作用は従来のJKR理論とおよそ一致することが示された。跳ね返りの際のエネルギー散逸については、低速度衝突ではJKR理論より大きく、高速衝突の場合は塑性変形により大幅に増大する。またエネルギー散逸機構は従来の理論モデルと定性的に異なっており、接触している間に働くほぼ一定の抵抗力を新たに導入することにより説明される。正面衝突の他に、2粒子をすべらせた場合、転がした場合、ねじれが起こる場合などの数値計算も進めている。これらの計算から、すべり摩擦力やころがり抵抗力が得ることが出来る。このような結果をもとにして従来の理論モデルにかわる新しい粒子相互作用モデルを構築することがこの研究の目標である。

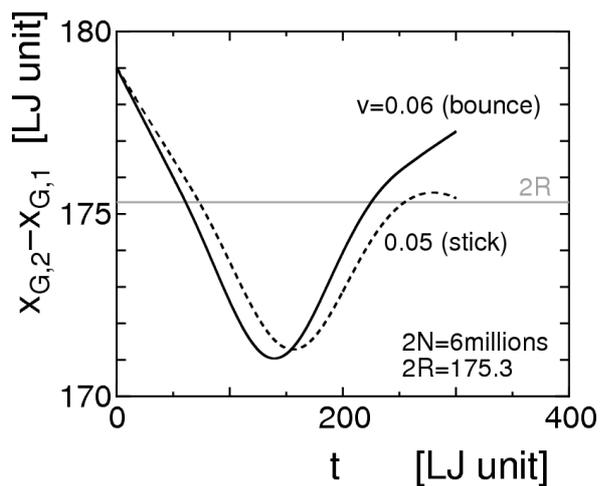


図1：2球の重心間距離の時間進化。

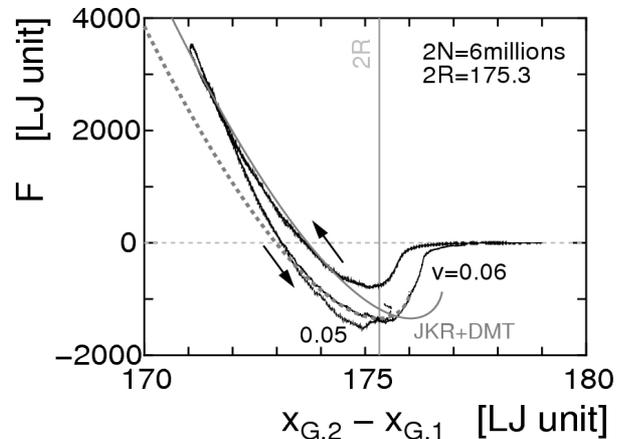


図2：2球相互作用の計算値と理論モデルの比較。灰色の実線はMaugis(1992)による理論線。点線はそれを横にずらしたもの。

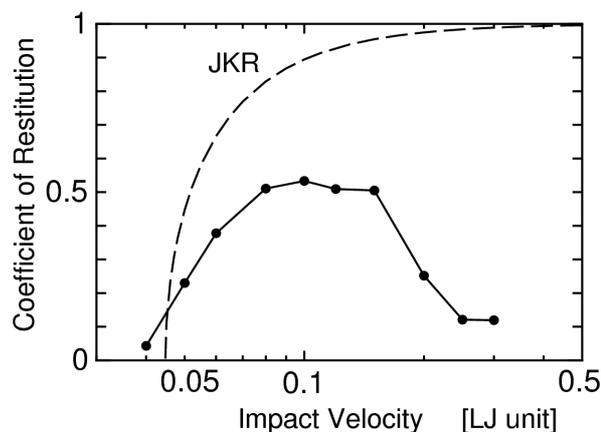


図3：様々な衝突速度に対する2球衝突計算から得られた跳ね返り定数。点線はJKR理論で与えられる値。

# 破壊により決まる原始惑星の最終質量

小林浩<sup>1,2</sup>、田中秀和<sup>3</sup>

<sup>1</sup> 名古屋大学理学研究科

<sup>2</sup> イエナ大学天文学研究所

<sup>3</sup> 北海道大学低温科学研究所

微惑星から原始惑星へのステージにおいて、大きい天体 (原始惑星) と小さな天体 (微惑星) の 2 成分で近似できる質量分布となる。原始惑星は微惑星と衝突・合体することで大きくなっていく。原始惑星が火星程度のサイズに成長すると、原始惑星の強い重力で周りの微惑星を振り回し、微惑星間の衝突速度が非常に大きくなる。その結果、微惑星同士の衝突で微惑星は破壊される。破壊により大量に放出される破片は、さらに破片同士の頻繁な衝突によりどんどん小さくなっていく (衝突カスケード)。一方で小さい天体は質量に対する表面積が大きいので強いガス抵抗を受ける。破片は 1-10m 程度のサイズになるとガス抵抗により衝突速度が非常に小さくなり、衝突・破壊が起こらなくなる。つまり、衝突カスケードが止まる。このような小さな天体はもう衝突しても破壊を起こして小さくなることはないが、ガス抵抗により角運動量を失うため中心星に落下し、原始惑星の周りから取り除かれる。最終的に、原始惑星の周りの天体の面密度が減少し、原始惑星はこれらの天体を食べて大きくなれなくなるため、成長が止まってしまう。破壊による微惑星減少は原始惑星の質量が重くなる程早くなるので、原始惑星が成長できうる限界質量は自律的に決まる。我々は、シミュレーションと解析的に原始惑星の限界質量を求めた。この結果は、微惑星の質量と円盤の質量に依存し 10km 以下の小さな微惑星や最小質量円盤モデル程度の円盤では、この限界質量は木星をコア集積により作るために必要な臨界質量に到達しないことを示す。そして、初期の微惑星が 100km 程度の微惑星で最小質量円盤モデルの 10 倍程重い円盤が、このような木星型惑星形成に必要なコア形成のために不可欠である。

# フラッシュ X 線を用いた石膏への弾丸貫入とクレーター形成過程のその場観察

保井みなみ<sup>1</sup>、荒川政彦<sup>1</sup>、藤田幸浩<sup>2</sup>、長谷川直<sup>3</sup>、黒澤耕介<sup>3</sup>

1 神戸大学 2 名古屋大学 3 宇宙科学研究所

## はじめに:

惑星や衛星の表面は衝突クレーターで覆われている。このクレーターの地質学的特徴から、惑星形成過程に関わる衝突史や天体固有の地質構造に関する情報を得ることができる。クレーターの情報を正しく読み解くには、その形成メカニズムを理解しそのメカニズムに基づいた理論の構築が必須である。クレーター形成過程における標的内部の構造変化に関する詳細な研究は、これまで数値計算でしか行うことができなかった。なぜなら室内実験では、クレーター形成は数 10 $\mu$ s 以内の瞬間的現象であり、その短時間で岩石内部の変化を観察することは通常の可視光観察では困難だからである。

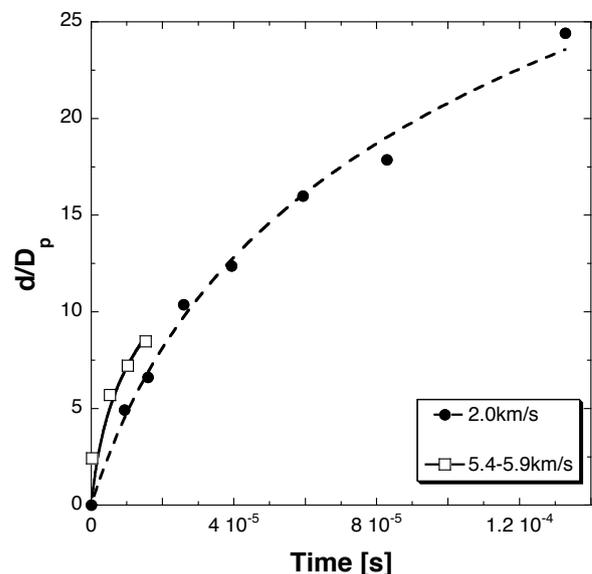
そこで本研究では、フラッシュ X 線を用いた高速度衝突現象の観察を行い、クレーター形成の素過程を明らかにするため、クレーター形成時の弾丸の貫入とクレーター孔の拡大を観察した。

## 実験方法:

標的は、内径30mm、幅65mmの亚克力パイプ内に流し入れて固めた石膏を用いた。フラッシュ X 線を用いた高速度衝突実験は、宇宙科学研究所の二段式水素ガス銃を使用した。弾丸は直径3.2mmのステンレス球とした。衝突速度は2.0km/sと5.4-5.9km/sの2種類に固定した。フラッシュ X 線は2台用いた。そのため、1回の実験で得られる画像は2枚である。X線撮影のタイミングには、ピエゾゲージを用い、標的前方に設置したゲージを弾丸が通過してからの経過時間を設定することで、同試料・同衝突条件で異なる時間の標的内部画像を得ることに成功した。

## 実験結果:

衝突の様相は衝突速度で全く異なり、低速度(2.0km/s)では弾丸は石膏を貫通し、5.4-5.9km/s では弾丸は貫通せず、石膏にクレーターを形成し、最終的にはカタストロフィックに破壊した。さらに高速度の場合は、クレーター孔表面に圧密層が見られ、それが時間の経過と伴に厚くなった。また、弾丸衝突時に弾丸は変形し、時間が経過するにつれて弾丸は分裂し、衝突点から放射状に石膏内部を進行することがわかった。次に、得られた X 線画像と Niimi et al. (2011)の式を用いて、時間経過における弾丸の貫入距離( $d$ )を計測し、弾丸貫入の運動を支配する抵抗係数( $C_d$ )を調べた。その結果が右図である。貫通の場合は  $C_d$  が約 0.9 となったが、クレーター形成の場合は  $C_d$  が約 2.2 となり、弾丸の変形が大きな  $C_d$  の原因になることがわかった。



弾丸の貫入距離  $d$  ( $D_0$  は弾丸直径) と経過時間との関係

# 小惑星表面のボルダーの衝突破壊強度<sup>1</sup>

○岡本 尚也<sup>[1]</sup> Carsten Güttler<sup>[1]</sup> 中村 昭子<sup>[1]</sup>

[1]神戸大学大学院理学研究科

## はじめに

月・小惑星の表面にはレゴリス層がある。その表層をとらえた画像を見るとレゴリス上にボルダーが存在することが確認できる。これらのボルダーは衝突放出物が表面に再集積した、もしくは衝突起源の振動によりレゴリス層下から現れたと考えられる。いずれにせよ表層にボルダーがたくさんある場合、衝突体はレゴリス層ではなくボルダーにあたる。小惑星の表層進化を考える上でレゴリス上のボルダーの衝突破壊強度が重要となる。

レゴリス上にあるボルダーへの衝突に関する研究はほとんど行われていない(Durda et al. 2011)。彼らはボルダーの埋まっている深さが、衝突破壊にどのような影響を与えるかを調べた。しかしレゴリス上のボルダーの破壊に影響するであろうパラメーターは、ボルダーのサイズ・形、ボルダーの埋まっている深さ、衝突体のサイズ、衝突速度、衝突角度、レゴリスのサイズなど多岐にわたる。本実験ではターゲット、弾丸は全て同じものを使い、また衝突速度をほぼ一定にして、レゴリスのサイズ、ボルダーの埋まっている深さを変えた実験を行った。

## 実験方法

弾丸は直径 3.2mm のガラス球を用いた。衝突速度は  $260\text{-}270\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  である。

ターゲットとして直径 12mm のガラス球を用いた。このターゲットをたらいに入れたそれぞれ  $420\mu\text{m}$ , 2mm のガラスビーズ層の表面に置いてレゴリス層上のボルダーを模擬した。 $420\mu\text{m}$  ビーズに対しては球の埋めた深さ比（埋まった深さ/直径）を 0.65 にした実験も行った。また、レゴリス層なしの破壊と比較するために、ターゲットを糸でつるした実験も行った。それぞれの実験では高速度カメラで 75000 fps 撮影を行い、これにより衝突速度と衝突角度を決定している。

## 解析・結果

実験後に最大破片の質量を測り、最大破片質量割合を求めた。

衝突角度  $\theta$  を 0 にするには実験的に難しい。それゆえ衝突点の角度を計算した。衝突角度が大きくなるほど最大破片質量割合は大きくなると予想していたが、本実験での結果からはそのような傾向は得られなかった。

ターゲットをレゴリス層に埋めると、表面にターゲットを置いたときよりも壊れにくい結果となった。これは Durda et al. (2011) とコンシステントな結果である。

またレゴリスの表面上に置いたものを比べると、レゴリス無しが一番壊れやすく、レゴリスの構成ビーズを大きくした方が壊れにくい結果となった。

---

<sup>1</sup> 本研究では衝突破壊強度までは求まっていない。

# 微惑星衝撃波による氷微惑星の蒸発

## Evaporation of Icy Planetesimals due to Planetesimal Bow Shocks

田中今日子<sup>1</sup>、山本哲生<sup>1</sup>、三浦均<sup>2</sup>、長沢真樹子<sup>3</sup>、中本泰史<sup>3</sup>、田中秀和<sup>1</sup>  
<sup>1</sup>北海道大学低温科学研究所、<sup>2</sup>東北大学、<sup>3</sup>東京工業大学

### 1. 背景と研究目的： 原始惑星系円盤内に発生する微惑星衝撃波

惑星形成の標準的なシナリオによると、中心星をとりまく原始惑星系円盤からダスト微粒子が集まり km サイズ以上の微惑星が形成される。この微惑星はさらに衝突合体を繰り返し、1000km サイズの原始惑星へと成長する。このような惑星成長過程は円盤ガスの中で起こる。円盤ガス中において微惑星同士の重力相互作用により、微惑星の離心率が大きくなると、円盤ガスと微惑星との間に相対速度が生じる。この相対速度が音速を越えると、微惑星の進行方向前面の円盤ガス中に衝撃波（微惑星衝撃波）が発生する。この微惑星衝撃波は惑星成長期において原始惑星系円盤が散逸するまで頻繁に発生すると考えられる。

微惑星衝撃波に関する従来の研究では、主に隕石の始原粒子の起源に関連し、衝撃波面に突入するダスト微粒子の熱進化に着目してきた<sup>1</sup>。一方、衝撃波後面で加熱されたガスが微惑星を吹きつけることにより、微惑星本体が加熱し蒸発が起きる可能性がある。もし蒸発が効率的に起きれば、惑星成長が阻害されるため従来の惑星形成シナリオに影響を与えるだろう。また微惑星蒸発により大量のダストが放出されれば、新しいダスト発生機構となり観測にも影響を与える可能性がある。本研究では原始惑星系円盤中における微惑星衝撃波による微惑星の加熱と蒸発を記述するモデル化を行い、衝撃波の強さと微惑星の蒸発率との関係等について調べた。

### 2. 結果： 氷微惑星の蒸発

円盤モデルとして最小質量モデル<sup>2</sup>を用いた場合、snow line の外側となる軌道長半径 3-4AU 付近において、衝撃波速度が数 km/s 以上になると、氷微惑星の表面温度は 200K 程度まで上昇し、100km サイズの氷微惑星は数百万年以下で蒸発する。惑星形成の標準理論によると、微惑星の形成後、微惑星の一部が暴走成長し原始惑星を形成する<sup>3</sup>。原始惑星が形成されると、周りの微惑星は重力散乱によりはね上げられ離心率が上昇する<sup>4</sup>。この原始惑星暴走成長期にモデルを適用すると、原始惑星の周りの氷微惑星の蒸発が効率的に起きることが分かった。大きな微惑星はガス抵抗があまり効かないために離心率が高くなる。その結果、数地球質量以上の原始惑星の周りでは 100km サイズ以上の微惑星の蒸発が効率的に起きる。Fig.1 は 10 地球質量の原始惑星の周りに存在する半径

100km サイズの微惑星の蒸発時間と軌道長半径  $a$  との関係を表す。

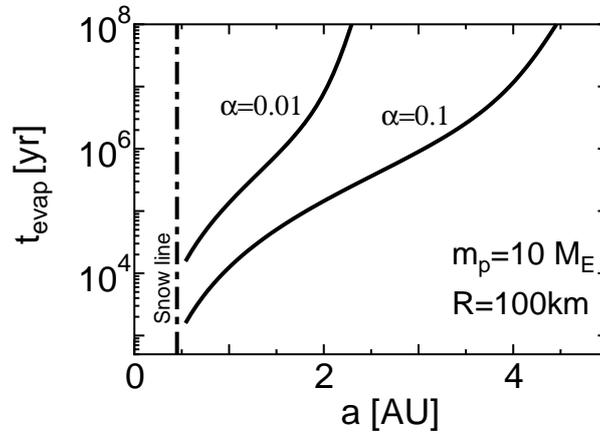


Fig. 1.— 半径 100km サイズの微惑星の蒸発時間と軌道長半径  $a$  との関係を表す。原始惑星質量は 10 地球質量とした。 $\alpha$  はガスから微惑星表面への熱伝導効率を表す無次元量 ( Stanton 数) を表す。円盤モデルは太陽光を通さない冷たい円盤モデル ( $T_0 = 120a^{-3/7}\text{K}$ ,  $\rho_0 = 2 \times 10^{-39/14}\text{gcm}^{-3}$ ) を想定している。

暴走成長により原始惑星が形成され始めると、周りの氷微惑星の蒸発が普遍的に起きる。本研究の結果は、周りの微惑星が蒸発するため原始惑星がガス惑星を作る臨界コアまで成長できず、円盤内側において木星型惑星の形成が困難になることを示唆する。また微惑星蒸発が効く領域は小惑星帯付近と一致するため、snow line より外側にある岩石質の小惑星の存在や多様な酸化還元状態を説明するかもしれない。また本結果は原始惑星が形成されるようなステージにおいても、円盤ガス中にダストがまき散らされることを示唆しており、 $10^7$  年の長い円盤年齢に渡って観測される赤外放射スペクトルの超過の原因となるダストの存在<sup>5</sup> を説明するかもしれない。以上、さまざまな波及効果が考えられるため今後さらに追求していきたい。微惑星の蒸発は熱伝導効率  $\alpha$  に大きく依存しており、加熱率の詳しい検討も必要である。

References: [1] Miura, H. et al. ApJ, 719, 642-654 (2010), [2] Hayashi, C. Progr. Theor. Phys. 70 (Suppl.), 35-53 (1981), [3] Kokubo, E., and Ida, S. Icarus 143, 15-27 (2000), [4] Tanaka, H., and Ida, S. Icarus 139, 350-366 (1999), [5] Birnstiel, T. et al. A&A, 503, L5-L8 (2009)

# 衝突蒸気雲の膨張速度

○海老名良祐<sup>1</sup>, 柳澤正久<sup>1</sup>

<sup>1</sup>電気通信大学

## 背景・目的

宇宙空間で起こる微惑星と原始惑星の衝突により生じる蒸気雲の特性を理解することは、恐竜の絶滅の原因や惑星の大気の起源など、宇宙の多くの問題の解明に繋がると考えられている。先行研究では、蒸気雲の膨張速度は衝突時の初期状態における音速に比例するとされている。これまで行ってきた実験の際、衝突時の真空度によって蒸気雲の発光強度に違いが見られた。しかし、衝突時の真空度による膨張速度への影響は知られていない。そこで、本研究では衝突時の真空度を変化させ、蒸気雲の膨張速度の変化を調べる実験を行った。発生した蒸気雲を毎秒 100 万フレームの高速カメラで観測し、膨張速度を測定し、真空度の変化による蒸気雲の膨張速度の変化を考察する。

## 実験方法

実験は JAXA 相模原キャンパスの二段式軽ガス銃を用いた。飛翔体にはナイロン 66 の直径 7mm の球、ターゲットには厚さ 0.3mm のナイロン 66 のシートを使用した。約 7[km/s] で射出した飛翔体をターゲットに衝突させ、発生した蒸気雲を高速カメラで撮影する。それにより、得られた画像から蒸気雲の膨張速度を測定する。膨張速度は衝突地点から 1 $\mu$ s 毎の蒸気雲の先端(x 軸上)までの距離から求める。また、衝突地点及び 1 $\mu$ s 毎の飛翔体の位置から蒸気雲の先端までの距離を半径とした円を写真と重ねて、蒸気雲の膨張の形が半円状となっているかを調べる。さらに蒸気雲の y 軸方向の距離を測定し、蒸気雲の広がり速度を求める。

## 結果・考察

真空度を約 3~45[Pa]に変化させたが、すべてのショットが約 8[km/s]で一定となった。図 1 に真空度と膨張速度の関係を示す。

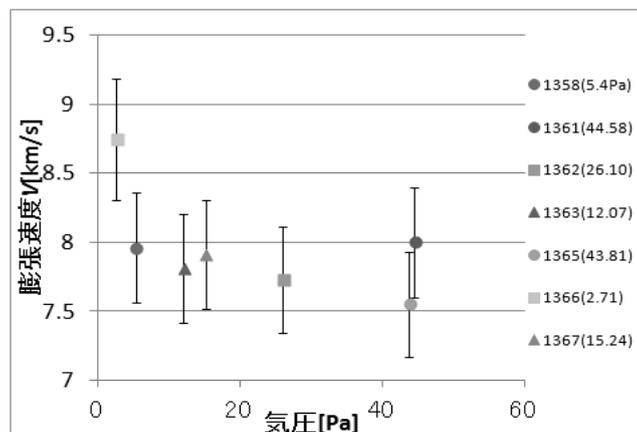


図 1: 真空度と膨張速度の関係

図1より, Shot1366を除いたすべてのショットが約8[km/s]で一定に見られる. Shot1366は他のショットに比べてひとつだけ衝突速度が大きいことが原因だと考えられる. これより膨張速度は真空度に依存しないと考えられる.

次に衝突20 $\mu$ s後の衝突地点及び飛翔体から蒸気雲の先端までの距離を半径とした円を図2のように描いた.

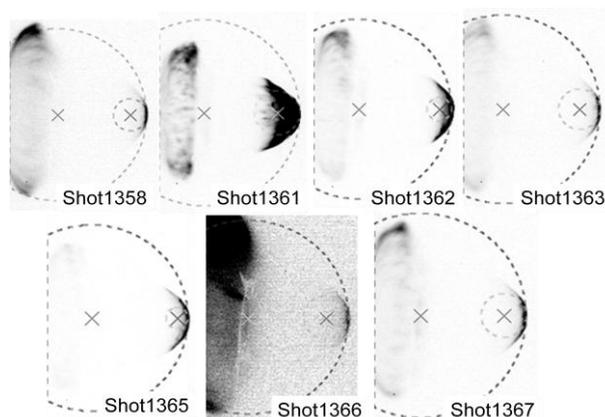


図 2: 蒸気雲の形状

図2より, ほとんどのショットで蒸気雲の形状が飛翔体から蒸気雲の先端までの距離を半径とした円に重なっているように見られる. よって, 蒸気雲は飛翔体から見て半円状に膨張していくと考えられる.

最後に, 図3に各ショットの蒸気雲のy軸方向の広がり速度を示す.

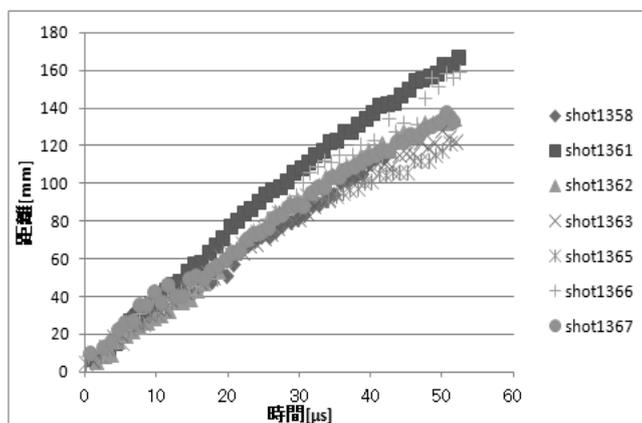


図 3: 蒸気雲の y 軸方向の速度

図3よりこちらも約2.5[km/s]で一定となった. やや大きな値となった shot1361と shot1366は真空度が大きすぎたり, 小さすぎて正確に測定できなかったことが原因のひとつと考えられる.

## 結論

以上の結果より, 衝突蒸気雲はx軸方向, y軸方向とも衝突時の真空度に依存せず, 一定の速度で膨張すると考えられる. また, 蒸気雲の膨張の形は飛翔体から見たときに半円状に膨張していく.

# 電気通信大学における木星火球の観測

,電気通信大学大学院情報理工学研究科 亀井亮祐

## 1. 木星火球

月や木星に小天体が衝突した際に発光を生じることがある。大気が希薄である月において発光は一瞬の閃光として生じ、大気が十分に存在する木星においては地球上での流星現象と類似した発光が生じると考えられている。地上から観測できる程度の木星衝突の発光は、小天体の直径が数 m～数 km にも及び、それらが地球に衝突した際には火球と呼べる程の発光を生じることから、木星においても相当量の発光が生じているものと考えられる。

## 2. 観測

木星における天体の衝突現象は、1994 年のシューメーカー・レビー第 9 彗星の木星衝突を機にその理解が進み、近年日本を含む多くのアマチュア天文家によりその観測が報告され注目を集めている。今後、観測・撮影システムの確立によって多くの木星火球の観測データを得ることにより、巨大惑星領域における数 m～数十 m の小天体のサイズ分布の解明が期待されている。本研究においても、総合研究棟屋上のドーム内で望遠鏡による木星の観測・録画を予定している。

## 3. リアルタイム発光検出プログラムの作製

2011 年、木星は 6 月から翌年 4 月まで夜中観測が可能である。また、9 月から 12 月下旬までは一晩中観測可能となり、実際に観測・録画をする場合そのデータ量は膨大なものとなる。そこで、そのデータをいかに扱うかが本研究のネックとなる。現在、木星火球の観測にむけ、

1. 木星面のような明るい面光源上の発光を正確に検出する
2. 観測と同時進行で発光を検出する
3. 発光を観測したときのみ、発光をトリガーに前後数秒のデータを保存する

という機能を有した発光検出プログラムの作製を行っている。これを使用すれば、観測と同時に発光検出のデータ処理を行うことができ、木星火球の観測システム確立に大いに役立つこととなる。

## 2 段式軽ガス銃を用いた開放系気相化学分析: 炭酸塩岩の衝突脱ガス

○黒澤 耕介<sup>1</sup>, 大野 宗祐<sup>2</sup>, 杉田 精司<sup>3</sup>, 三重野 哲<sup>4</sup>, 松井孝典<sup>2</sup>, 長谷川 直<sup>1</sup>  
1. ISAS/JAXA, 2. PERC/Chitech, 3. 東大 新領域, 4. 静岡大 理

### 要旨

衝突蒸発/脱ガス量を支配する物理量を決定するために、炭酸塩岩を用いて開放系衝突脱ガス実験を行った。その結果、大規模な脱ガスは熱力学平衡理論から予測される圧力以上で開始し、脱ガス開始圧力以上の衝撃圧力での脱ガス量は“Entropy method”と呼ばれる理論の推定値とよく一致した。今回の結果は脱ガス量を決定づける物理量はエントロピーであり、実験室スケールであっても断熱的な圧力開放、熱力学平衡が成立していることを強く示唆する。

### はじめに

惑星形成の最終期において高速度衝突はありふれた現象となる。衝突速度が増加すると、衝撃波の伝播によって、天体内部に含まれている揮発性成分が放出されたり(脱ガス)、岩石そのものが蒸発したりする[1]。衝突蒸発/脱ガス過程は、(1)原始大気、海洋、生命の起源[e.g., 2-4], (2)表層環境大変動[e.g., 5, 6]などに重要な役割を果たして来たと考えられている。またクレーター周辺に残された化学的痕跡は衝突蒸発で誘起された化学反応生成物由来かもしれないとする研究もある[e.g., 7]。この場合、過去の太陽系の力学進化に対しての情報を得ることができる可能性がある。

このような重要性にも関わらず、個々の天体衝突で生じる最終生成物の組成はおろか、どのくらいの蒸気が発生するのかさえ理解されていない。例えば本研究で扱う炭酸塩は多くの先行研究がなされてきたが、脱ガス開始圧力の推定値に大きなばらつきがある[e.g., 8, 9]。実験研究では実験手法に問題があり、理論研究では使用されている状態方程式に大きな不定性がある。実験手法の問題点として代表的なものとしては、コンテナを用いた閉鎖系回収実験では脱ガスした気体が膨張するための自由空間が確保できず、逆反応が起きてしまうこと、反射衝撃波が発生し、天然衝突との対応関係が不明瞭であることが挙げられる[e.g., 10]。静電加速器やレーザー銃と四重極質量分析器(QMS)を組み合わせた開放系衝突脱ガス実験手法も存在するが[9, 11]、幅広く衝突速度を振ることができず、脱ガスを支配する物理量を決定するには不十分であった。これらの問題は2段式軽ガス銃を用いて開放

系脱ガス実験を行うことができれば解決できる。本研究では弾丸加速のための化学汚染ガスを極力抑える開放系気相化学手法を開発し、炭酸塩岩に適用した。

### 2 段式軽ガス銃による開放系衝突実験

実験は宇宙科学研究所に設置された新型2段式軽ガス銃(以下 ISAS 銃)を用いて行った。これまで2段式軽ガス銃を用いた開放系気相化学分析は報告されていない。本研究では(1)加速ガス拡散用巨大ガス溜め(~2000 L), (2)極薄プラスチックフィルム(~12  $\mu\text{m}$  厚), (3)自動ゲートバルブを用いて化学汚染ガスを極力抑える手法を開発した。ISAS 銃の装置構成では弾丸発射後に化学汚染ガスが装置全体に拡散すると~700 Pa になる。衝突が起こる実験チェンバー(~40 L)をそれより高压に保っておけば、化学汚染ガスはチェンバー内に侵入できず、生成ガスを分析可能であるはずである。

以下に具体的な実験手順を示す。まず実験チェンバー内に標的を、入口にプラスチックフィルムを設置し、真空に引く。続いて不活性ガスの Ar を導入する。今回は衝突生成ガスが効率よく QMS に導入される様に Flow 系を採用した。Ar の流入と排気が釣り合うチェンバー内平衡圧力を 2700 Pa とした。この状態で QMS に気体を導入し(QMS 内圧力,  $2 \times 10^{-3}$  Pa)計測を開始する。安全な場所に退避し、弾丸を発射する。弾丸加速ガスは実験チェンバー前面に配置された巨大ガス溜めで大部分拡散する。弾丸はプラスチックフィルムを貫通して、実験チェンバー内に侵入し、標的に衝突するが、弾丸加速ガスはチェンバー内の Ar ガスに遮られ、実験チェンバー内には侵入できない。そのままではプラスチックフィルムに開いた弾丸の貫通痕から衝突生成ガスも逃げてしまうが、弾丸発射時の電気信号で動作する自動ゲートバルブで再び気密性を回復させる。このようにすると化学汚染を防ぎつつ生成気体のみを分析することが可能である。またチェンバー内に一定量存在する Ar ガスとの量比を測ることで、生成気体の絶対量を測定することもできる。弾丸にはプラスチックフィルム貫通の際に壊れることのない  $\text{Al}_2\text{O}_3$  を用いた。衝突速度は 1.9 – 6.7 km/s (衝撃圧力, 20-110 GPa)の範囲で変化させた。

## 実験結果、衝突速度 vs CO<sub>2</sub> 生成量

Shot 前後で H<sub>2</sub>(弾丸加速ガスの主成分 (>99%))に対応する M/Z (平均分子量/電荷)= 2 の電流値が変化するか調べたところ、1 shot を除いて、変動が見られなかった。これは狙い通り、実験チャンバーへの化学汚染ガス成分の侵入を抑えることができたことを意味する。電流値が増加した 1 Shot も Back ground 成分に対して~10 %程度の増加であった。チャンバー内気体の主成分である Ar に対応する M/Z=36, 40 は Shot 前後でほとんど変動しなかった。これは気体生成絶対量の高精度計測が可能であることを意味する。対称的に CO<sub>2</sub> に対応する M/Z=44 は衝突後、大幅に上昇し 10 秒ほどかかってピーク値に達し、~80 秒でピーク値の~10%程度まで減少した。最初の立ち上がりは衝突で気体が発生してから QMS に導入されるまでの時間を、その後の減少はチャンバー内の気体が常に排気されていることに起因する。衝突速度が異なるデータに対する M/Z=44 の電流値の時間変化曲線をピーク値で規格化して重ねると、大部分のデータはよく一致した。これは電流値の時間進化を決めているのは Ar の連続的供給&排気の気体の流れであって、CO<sub>2</sub> 量ではないことを意味する。減衰曲線を時間に関する指数関数で fitting して外挿し、衝突時刻の M/Z=44 と 36 の比を出すことで、CO<sub>2</sub> の生成絶対量を決定した。1-D インピーダンスマッチング法から求めた衝撃圧力と CO<sub>2</sub> 生成量の関係をみたところ、先行実験研究で言われている脱ガス開始圧力(20GPa, [e.g., 9])で CO<sub>2</sub> を検出することができていること、先行理論研究で言われている衝撃圧力(50 GPa, [e.g., 5])で脱ガス量の傾向が変化すること、衝撃圧力に対して脱ガス量は線形的に増加することがわかった。

## 議論-Entropy method の妥当性-

今回世界的にも初めて幅広い衝撃圧力に対する CO<sub>2</sub> 生成量を開放系で計測することができた。その結果をもとに衝突蒸発/脱ガス量の推定のために頻繁に用いられている Entropy method[e.g., 12-14]の妥当性の検証を行った。今回の衝突速度に対応する衝突後のエントロピーを計算し、チャンバー内雰囲気圧まで断熱解放したときの蒸発率を計算した。一つ複雑なのは、今回の実験では脱ガスは衝突点の近傍(いわゆる等圧コア領域)だけではなく、衝撃圧力が脱ガス開始圧力を超えた領域全体から起こっていると考えられることで

ある。今回は自己相似的圧力伝播を仮定し、衝撃圧力の減衰を考慮して脱ガス量を計算した[e.g., 15]。モデル計算は熱平衡理論から予想される脱ガス開始圧力(~50 GPa)より高い衝撃圧力で、実験結果をよく再現した。それ以下の圧力では多くの先行実験研究と同様に脱ガスは検出されるもののその効率は非常に低かった。これは Shear band のような局所加熱[16]によって引き起こされていると考えられるが、脱ガス効率が低いので、全脱ガス量に対する寄与は小さい。今回の実験と理論の一致は脱ガス量を決定づける物理量は一部でよく用いられるような衝撃圧力ではなくエントロピーであることを意味し、開放系脱ガス実験では等エントロピー過程 & 熱化学平衡が成立していることを強く示唆する。

## 参考文献

- [1] Ahrens et al., *Origin and evolution of planetary and satellite atmosphere*, 328-385, Univ. of Arizona Press, 1989.
- [2] Matsui & Abe, *Nature*, **319**, 303-305, 1986.
- [3] Mukhin, L. M. et al., *Nature*, **340**, 46-49, (1989).
- [4] Hashimoto et al., *JGR*, **112**, E05010, doi:10.1029/2006JE002844, 2007.
- [5] Pierazzo et al., *JGR*, **103**, 28607-28625, 1998.
- [6] Ohno et al., *EPSL*, **218**, 347-361, 2004.
- [7] Ishimaru et al., *Icarus*, **210**, 411-423, 2010.
- [8] Ohno et al., *GRL*, **35**, L13202, doi:10.1029/2008GL033796, 2008.
- [9] Ivanov & Deutsch, *Physics of the Earth and Planetary Interior*, **129**, 131-143, 2002.
- [10] Sugi et al., *GRL*, **25**, 837-840, 1998.
- [11] Ahrens, T. J., & O'keefe, J. D., *The Moon*, **4**, 214-249, (1972).
- [12] Stewart et al., *GRL*, **35**, L23203, doi: 10.1029/2008GL035947, 2008.
- [13] Kurosawa, K. et al., *17<sup>th</sup> SCCM*, in press, 2011.
- [14] Melosh, *Impact cratering A geologic processes*, Oxford University Press, New York, 1989.
- [15] Kondo & Ahrens, *Physics and Chemistry of Minerals*, **9**, 173-181, 1983.

**天体衝突による月表層の変成**  
**～衝突クレーターの衝突メルト分布～**  
栗山 祐太郎 (東大理・ISAS/JAXA)

天体衝突によって生じるメルトは主にクレーターのフロアーや周辺に存在するとされ、中央丘の上に分布しているという事例やシミュレーション結果は今までほとんど報告されてこなかった。しかし最近、中央丘上に滑らかな領域の存在する月面クレーターが報告され(Ohtake et al. 2009)、その後の研究で中央丘上の衝突メルトの存在がだんだんと明らかになってきた。中央丘の形成のタイミングや地質構造などの理解はまだ不十分であるが、衝突メルトの分布を知ることは固体惑星のクレーター形成過程を知るうえで重要であり、中央丘の組成から地殻組成を知る手法にも影響を与える。そこで本研究では、月の裏側高地に存在する Jackson クレーターの主に中央丘の衝突メルトの分布について、月周回衛星“かぐや”のマルチバンドイメージャ(MI)のデータを用いたスペクトル解析と Lunar Reconnaissance Orbiter (LRO)の高分解能カメラ(LROC)による組成・形状情報を用いて検証し、その結果から衝突メルトと中央丘形成過程について考察した。

MI データの RGB マッピング(R:950, G:1050, B:1250 [nm])によると、先行研究通り Jackson クレーターの中央丘では青い急斜面は斜長石のスペクトルを示し、黄色い頂上部の緩やかな領域は輝石のスペクトルを示した(Ohtake et al. 2009)。これは、今回作成した等高線による地形図でも確認された。また、中央丘上の輝石のスペクトルを示す中に緑がかった領域が点在しているのを確認し、これらは衝突メルトガラスに近いスペクトルを示した。地形図によると、このメルトガラスの領域は輝石の領域よりもさらに緩やかな部分に広範囲に分布していた。

LROC 画像によると、衝突メルトガラスのスペクトルを示す領域で、メルトが急冷してできるような構造や溶岩堤防のような構造が見られた。これらの構造が存在する領域は輝石のスペクトルを示す領域と連続的に存在し、衝突メルトガラスと輝石の領域の両者に大きな違いは見られなかった。また、流体が流れたような構造は多く見られたが、上空から局所的に降下したような跡は認められなかった。

以上の MI データと LROC 画像の結果を総合して考察する。中央丘上の衝突メルトガラスと輝石のスペクトルは連続的に分布しており、両者とも急斜面を避けて分布していた。これは、最初に中央丘上に衝突メルトが存在し、一部が急冷してガラスになり、残りは晶出して輝石のスペクトルを示したと考えられる。また、衝突メルトガラス及び輝石は中央丘上に広範囲に分布しており、局所的に降下してきたような跡は認められなかった。衝突時に多くのメルトは外側に飛散するため[Melosh, 1989]、両者を衝突メルト起源と考えると、空中に飛び出した衝突メルトが中央丘上の広範囲に再降下したとは考えにくい。以上より、クレーター底に衝突メルトが溜まった後に、中央丘が隆起し、急斜面を除く中央丘上部にメルトが取り残されたと考えられる。

# Dust Monitor Instrument for future missions to asteroids

M. Kobayashi (1), H. Senshu (1), K. Wada (1), N. Namiki (1), N. Hirata (2), and H. Miyamoto (2)

(1) Planetary Exploration Research Center, Chiba Institute of Technology, Chiba, Japan (kobayashi.masanori@it-chiba.ac.jp)

(2) University Museum, University of Tokyo, Tokyo, Japan.

## 1. Introduction

Dust particles may exist on the surfaces of or around asteroids. Their existence would reflect the evolution of the surface environment of an asteroid, which is important when interpreting terrestrial observations of asteroids. However, the role of dust particles on small bodies are not critically studied due to limited chances of observations.

The NEAR-Shoemaker spacecraft reveals that the surface of Eros hold enormous amount of dust particles, which appear to fill a crater to form smooth dust ponds [1]. On the other hands, the high resolution images of Itokawa obtained by Hayabusa spacecraft indicate that dust particles are deficient on the surface of the asteroid. However, interestingly, the returned samples of Hayabusa are generally dust particles [2], which raise the question if dust particles actually exist around the asteroid as a cloud, but are optically not detectable because the cloud is extremely thin. If this is the case, small asteroids may typically hold numerous numbers of dust particles as results of evolutionary histories of asteroids. However, even so, no terrestrial observations can critically determine the existence of dust due to the above reason.

We are, therefore, planning a direct observation of circumasteroid dust with using the Dust Monitor (DM) instrument, which may be useful even for a flyby mission to an asteroid. In Japan, Hayabusa-2 mission, a successor of Hayabusa mission, is planned to be launched in 2014, aiming at a C-type asteroid, 1999JU3. In this study, we discuss the scientific advantage and the feasibility of the in-situ dust observation using Hayabusa-2 as a model mission.

## 2. Observation targets with DM

Observing the circumasteroid dust with DM has three principal significances. They are explained in detail below.

### 2.1 Levitating dust

Dust levitation phenomena have been observed repeatedly on the Moon [3]. There are some candidate mechanisms to make dust levitate from the surface: impact, seismic shaking, granular flow, photoelectric dust levitation, etc. Among them, photoelectric dust levitation is the most plausible mechanism to make dust levitate periodically on the Moon [4].

Surface of a resistive and airless body is positively charged on the dayside due to photoelectric effect to make an upward electric field. Since a dust grain on the surface is also positively charged, it would levitate from the surface if the electric field became strong enough. This process is called as photoelectric dust levitation and is expected to occur on asteroidal surfaces.

Dust grains up to  $\sim 100 \mu\text{m}$  could levitate and transfer laterally to make smooth deposit at the depressions [5]. Finer grains ( $< 1 \mu\text{m}$ ) would defeat the gravity, resulting in partial evaporation of asteroids [6]. Such levitating dust grains around asteroids have not been directly observed so far. We are planning to observe them with DM and obtain their size- and velocity-distributions, which are required to reveal the surface evolution of asteroids.

### 2.2 Impact ejecta

An active impact experiment on the asteroid 1999JU3 is proposed in Hayabusa-2 mission (An impactor of 2 kg will be hit on 1999JU3 at 2 km/s). Detecting ejecta grains from such an impact experiment with DM is challenging but will give us meaningful information on the surface and the interior of asteroids.

Recording the position and the time when ejecta grains are detected with DM, we reconstruct the trajectories of the grains and obtain their ejection speed and angle. In particular, the ejection angle is informative since the ejection angle reflects the porosity around the impact site: The ejection angle tends to become high for fluffy

target [7]. In addition, the trajectory reconstruction enables us to determine the speed of the ejecta at the moment of detection. Assuming that DM detects the momentum of colliding grains, the grain mass (or size) turns out with the colliding speed determined. We checked the possibility of ejecta detection with DM in the impact experiment of Hayabusa-2 mission as a test case. The preliminary results indicated that the amount of ejecta is enough to detect with DM. We will obtain key information about the porosity and the size-distribution of surface regolith of asteroids from detecting impact ejecta with DM.

### 2.3 Avoidance of debris collision

Hayabusa-2 mission plans to conduct an active impact experiment as described above. It is difficult to precisely predict the size and the ejection velocity of the ejecta. Hence, high risk “debris” as large as one can critically affect the spacecraft still can drift around the asteroid when the spacecraft is approaching the asteroid after the impact. Monitoring dust will be able to reduce such a risk.

## 3. Observation methods

When the spacecraft accompanies closely with the asteroid, the relative velocity and the number density of the circumference dust are extremely small. In addition, the speed of the majority of dust ejected at the impact experiment may be slow. For dust observation under such the environment, we propose two methods, direct method and indirect method.

### 3.1 Direct method

The low speed ( $< 1\text{m/s}$ ) dust grains are not able to produce ionized plasma for detection of impact ionization as used for hypervelocity dust. There are still detection methods for such low speed grains, for example, utilization of momentum transfer and electrostatic induction [8]. Momentum sensor utilizes momentum transfer during collision between the grains and the detector. SESAME-DIM of Rosetta/Philae uses a momentum sensor of piezoelectric PZT for detection media and the target velocity range is  $0.025 - 0.25\text{ m/s}$  [9]. The merit of this type of detector is its mechanical simplicity, compactness, and light weight, e.g. about 500 g for the detector system unit of MDM to be onboard BepiColombo having  $64\text{ cm}^2$  of detection area [10].

Time-of-flight (TOF) sensor utilizes electrostatic induction while a charged particle passes through an electrode. LDM for the Selene-2 mission is designed to use two electrodes to detect the TOF signals electrically induced by the incident charged dust particle [11]. The grain size can be inferred from the charge signal assuming the charge state of the incident particle is proportion to the size.

### 3.2 Indirect method

The technique of the aerosol measurement by LIDAR (LIght Detection And Ranging) can be applied for the measurement of the drifted dust grains around asteroids. LIDAR must be equipped for ranging between the spacecraft and asteroids for its landing. The light-receiving system may be optimized for the scattered light from dust grains. The distribution of dust grains in depth can be derived from time-of-flight between the timings of the pulsed laser irradiation and the scattered-light receiving

## 4. Summary

As described above, the asteroidal exploration needs dust monitoring device onboard. After the successful asteroidal mission Hayabusa, successive asteroidal missions are planned and studies. Dust monitors for circumasteroid dust should be seriously considered to be onboard upcoming asteroidal missions.

## References

- [1] Robinson, M. S. et al. *Nature* 413, 396, 2001.
- [2] Yano, H. et al. Abst. of 37<sup>th</sup> LPSC #1596, 2006.
- [3] Gold, T. in “Photon and Particles Interactions with Surface in Space” (Ed. Grard, R. J. L.) 1973.
- [4] Wipple, E. C., *Rep. Prog. Phys.* 44, 1197, 1981.
- [5] Colwell, J. E. et al. *Icarus* 175, 159, 2005.
- [6] Lee, P. *Icarus* 124, 181, 1996.
- [7] Schultz, P. H. et al. *Space Science Reviews* 117, 207, 2005.
- [8] Auer S. in “Interplanetary Dust” (Eds. E. Grün et al.) 2001.
- [9] Seidensticker, K. J. et al. *Space Science Reviews* 128, 301, 2007.
- [10] Nogami, K. et al. *Planetary and Space Science* 58, 108, 2010.
- [11] Kobayashi, M. et al. *Earth, Plants and Space*, 2011, in press.

# 衝突閃光での黒体放射

○高橋悠太<sup>1</sup>, 柳澤正久<sup>1</sup>

<sup>1</sup>電気通信大学

**概要**  
JAXAの二段式軽ガス銃を用いて高速衝突実験を行った。飛翔体の直径7mm、標的には厚さ0.3mmのナイロンプレートを用いた。チャンバー内の気圧をshotごとに変化させ、その際生じる衝突閃光を感度波長域の異なる4種類のフォトダイオードで測光し気圧と衝突閃光との関係を考察した。



図1. JAXA宇宙科学研究本部の二段式軽ガス銃。  
フォトダイオード

## 1. 実験

実験はISAS/JAXAにある二段式軽ガス銃を用いて行った(図1)。実験の模式図を図2に示す。チャンバー内の気圧は0.6 - 45 Pa程度である。チャンバー内の様子を図3に示す。飛翔体にはサイズ7 mm球(ナイロン66)を使用した。また今回の実験では飛翔体の速度をほぼ一定(7 km/s)にした。二種類のAPD(アバランシェ・フォトダイオード、最大感度波長 620 nm(APD短), 800 nm(APD長))と、二種類の赤外フォトダイオード(最大感度波長 1.5 $\mu$ m, 1.9 $\mu$ m)を使用して衝突閃光の測光を行った。また衝突の様子を把握するため高速カメラ(島津製作所 HPV-1)で衝突の様子を撮影した。

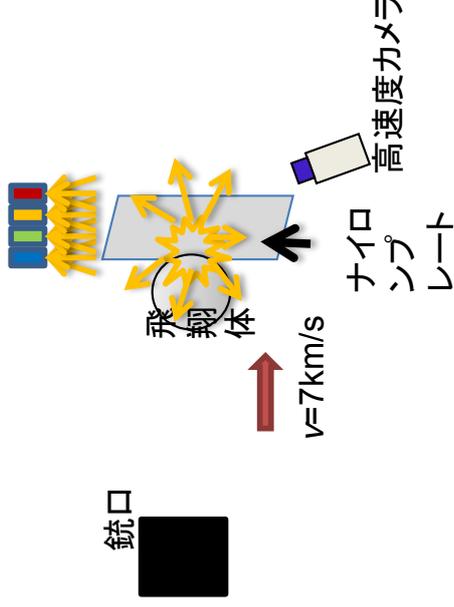


図2. 実験の模式図。飛翔体がターゲットに衝突し、生じた衝突閃光を感度波長域の異なる4種類のフォトダイオードで測光する。



図3. チャンバー内の様子。  
飛翔体は図の左から右方向に進む。



図4. 実験装置。  
左からHPV-1コントローラ,  
YOKOGAWA DL1640 オシロスコープ,  
LeCroy 6050A オシロスコープ。

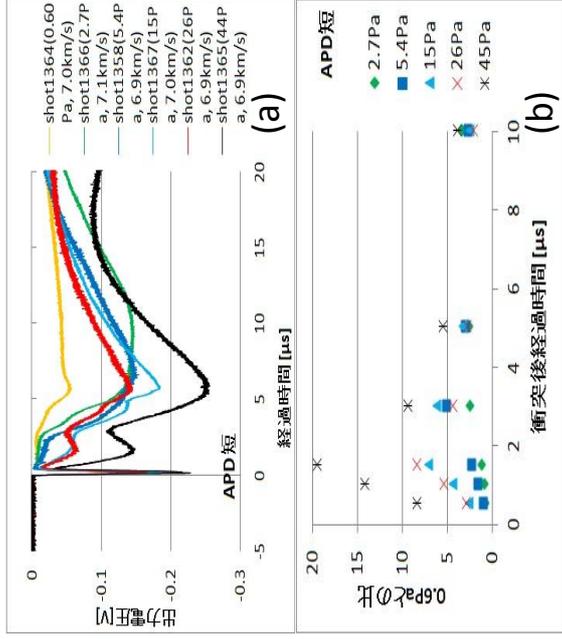


図5. a) APD短の光強度の時間変化。  
b) 気圧ごとの比。

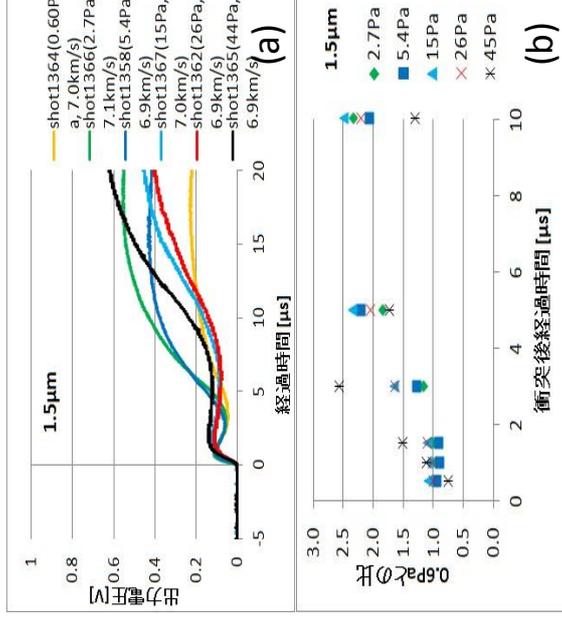


図7.a) 赤外PD1.5μmの光強度の時間変化。  
b) 気圧ごとの比。

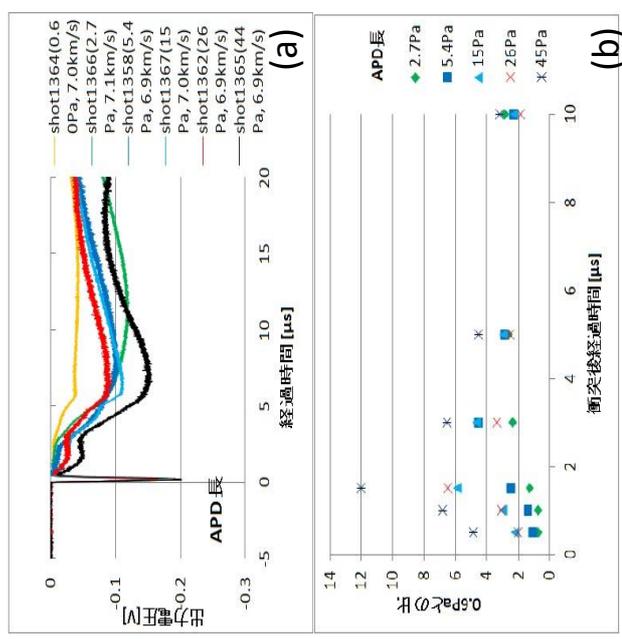


図6. a) APD長の光強度の時間変化。  
b) 気圧ごとの比。

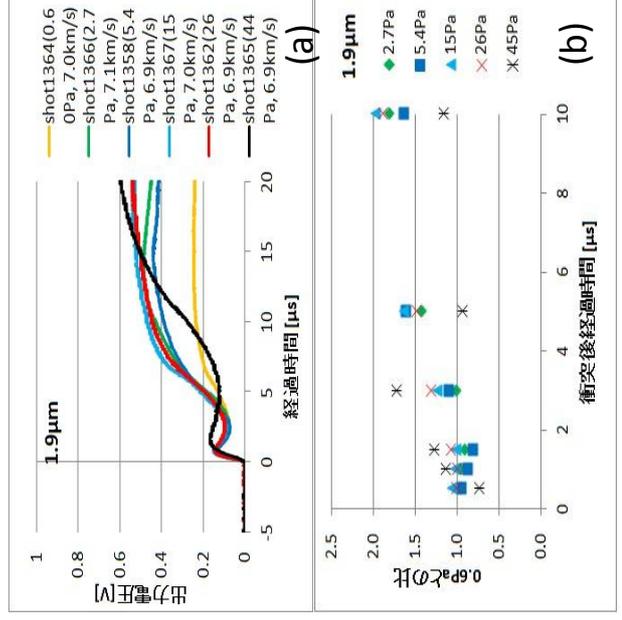


図8.a) 赤外PD1.9μmの光強度の時間変化。  
b) 気圧ごとの比。

## 2. 結果

感度波長域の異なるフォトダイオードで測定した結果と衝突経過時間ごとの電圧比を図5~8に示す。高速度カメラで撮影した二例を図9に示す。

気圧ごとに比較してみるとほとんど大気圧が高いほど発光が強い。しかし気圧と光強度は比例関係が見られない。そのため、衝突蒸気雲以外の発光が検出されている可能性がある。

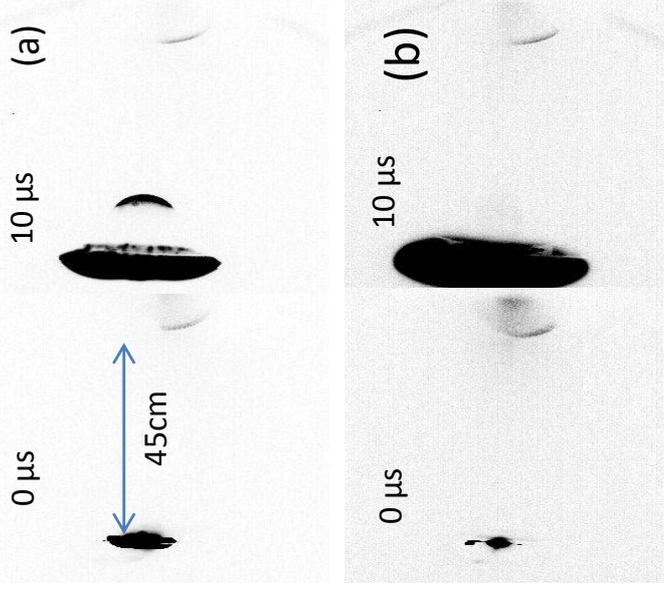


図9.高速度カメラで撮影した二例。  
時間は衝突後の経過時間  
a)shot1364(0.6 Pa)の衝突蒸気雲。  
b)shot1366(2.7 Pa)の衝突蒸気雲。

# 衝突盆地のクレータカウントにもとづいた初期の衝突史

諸田智克 (名古屋大学大学院環境学研究科)

後期重爆撃の有無は、月科学における最重要未解決問題である。アポロ試料中のインパクトメルト岩の放射年代は 38~40 億年に集中しており、このことから一部の月科学者は 39 億年前に天体衝突が活発な時期があったと考えてきた [e.g., Tera et al., 1974]. これを後期重爆撃期仮説と呼んでいる。一方、この説に反対する月研究者も少なくない。アポロ試料は Imbrium や Serenitatis といった比較的若い (~39 億年) 特定の衝突盆地からの放出物に汚染されているために様な年代を示しているだけ、という主張である。このように、後期重爆撃は仮説の域を出ていないにも関わらず、これまで太陽系規模の天体の軌道進化の枠組みの中でその原因は議論されてきた。例えば Gomes et al. [2005] は巨大惑星の移動と関連づけて後期重爆撃期の原因を説明している。それによると、巨大惑星は互いの重力と外縁領域に存在していた微惑星との角運動量の交換により軌道を少しずつ変化させ、太陽系形成から約 7 億年後に木星と土星が 2:1 の共鳴軌道に入ったことをきっかけに、土星、天王星、海王星の軌道が急激に外側に移動し、それに伴って小惑星帯と外縁天体の軌道が乱され、その多くは内部太陽系にもたらされ、これが後期重爆撃期の原因になったとしている。このシナリオは Nice モデルと呼ばれ、現在観測されるエッジワース・カイパーベルトの軌道や天王星、海王星の軌道要素、形成の時間スケールの問題をうまく解決できるモデルとして認知されつつある。このように今や後期重爆撃仮説は太陽系形成の描像を左右する問題であり、月科学における解決すべき最優先課題の一つと言える。

我々は後期重爆撃仮説を検証するために、地形カメラ画像を用いて、月の高地にある 11 個の衝突盆地においてクレータカウンティングを行ってきた。しかし残念ながらクレータ数密度を使って推定される盆地の年代から、直接的に後期重爆撃期の存否を検証することはできない。何故なら、クレータ密度から絶対年代に変換するためのクレータ年代学モデルがそもそも衝突史を仮定しているためである。そこで我々は得られた衝突盆地のクレータ数密度と月隕石の放射年代の比較を行い、後期重爆撃を支持しているクレータ年代学関数 (Stöffler & Ryder モデル) [Stöffler & Ryder, 2001] と支持していない関数 (Neukum モデル) [Neukum, 1983] でどちらが整合的かを調べることで検証を試みた。

月隕石の中には、KREEP 成分 (KREEP は K, 希土類元素, P を合わせた化学組成を表わす) と FeO 量が極端に低いものが見つかっている [e.g., Takeda et al., 2006]. リモートセンシングデータから見積もられる月表面の元素分布との比較から [e.g., Kobayashi et al., 2010], それらの月隕石は月の裏側北半球を占めている高地領域からきたと考えられている。それらの月隕石中の斜長岩岩石片の Ar-Ar 年代は 41-44 億年という、アポロ試料に比べて平均的に古い年代を示している [Nyquist et al., 2011]. 特にその中で 42.6 億年の Ar-Ar 年代は、Dhofar 489 の Mg リッチ斜長岩クラストと、それとペアだと考えられている Dhofar 908 のマトリックスの両方で観測されており、この年代は月裏側で起きた大衝突を反映していると考えられる [Nyquist et al., 2011].

月裏側北半球にある衝突盆地のサイズ分布に標準サイズ分布 [Neukum, 1983] をフィッティングして得られる直径 1km でのクレータ密度は 0.1-0.35 km<sup>2</sup> であった。もし月隕石中の斜長岩片で測定された 41-44 億年の放射年代が月裏側の衝突盆地の形成によってリセットされたものであるなら [Nyquist et al., 2011],

その年代の月面では  $0.1\text{--}0.35\text{ km}^2$  のクレータ密度を持つはずである。図 1 は Neukum [1983] と Stöffler & Ryder [2001] のクレータ年代学関数の比較を示している。これを見ると、後期重爆撃を支持していない Neukum 関数 (線 (a)) が、月隕石の年代範囲と衝突盆地上のクレータ密度範囲の重複領域を通過しており、今回の観測と整合的であることがわかる。一方、後期重爆撃を支持している Stöffler & Ryder 関数は重複領域から大きく外れている。これらの結果から、後期重爆撃期は無かった、またはあったとしても、規模の小さいものであったと考えるのが妥当である。後者の解釈では、38 億年に衝突頻度のピークがあったが 40 億年前には一時的に頻度が低かった時期がなければならない (図 1 の線 (c))。この場合、重爆撃期間の集積質量の上限は、 $20\text{ km/s}$  の衝突速度を仮定してクレータスケーリング則から算出される各衝突盆地をつくった天体の質量の総和から、 $\sim 1.8 \times 10^{21}\text{ g}$  と見積もられる。一方、Nice モデルで予測される月への集積量は彗星が  $(8.4 \pm 0.3) \times 10^{21}\text{ g}$ 、小惑星が  $(3\text{--}8) \times 10^{21}\text{ g}$  であり [Gomes et al., 2005]、我々の見積りはこれよりも十分に小さい。以上の結果は、月の大部分の衝突盆地が 39 億年前に形成されたとする従来の後期重爆撃仮説を否定するものではあるが、より小規模の衝突率の増加や Nice モデルで提案されているような巨大惑星軌道の移動が起こった可能性を完全に否定するものではない。更なる検証にはクレータ年代学そのものの改善が必要である。

<参考文献> Gomes R. et al., 2005 Nature 435, 466. Kobayashi, S. et al., 2010b, 41st LPSC, Abstract#1795. Nyquist, L.E. et al., 2011, 42nd LPSC, Abstract#2368. Takeda, H. et al., 2006, Earth Planet. Sci. Lett. 247, 171. Tera, F. et al., 1974, Earth Planet. Sci. Lett. 22, 1. Stöffler, D. and Ryder, G., 2001, Space Sci. Rev. 96, 9.

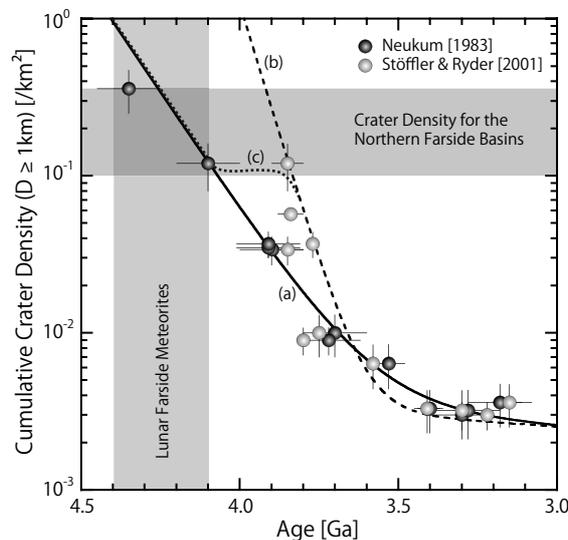


図 1. クレータ年代学関数の比較。プロット点はアポロ・ルナ岩石試料の放射年代測定から得られた絶対年代と試料採取地域のクレータ数密度の関係を表わしている。線(a), (b)は Neukum [1983]と Stöffler & Ryder [2001]のそれぞれのプロット点に対して、指数関数と一次関数を組み合わせてフィッティングしてえられた年代学関数である。グレーの領域は、月裏側から来たと考えられる月隕石中の斜長岩の Ar-Ar 年代と、裏側の衝突盆地のクレータ密度の範囲を示す。線(c)は Stöffler & Ryder [2001] の年代の解釈が正しいとした時に、観測される衝突盆地のクレータ密度と月隕石の放射年代の領域を通るように引き直した線を示している。

# IDP の起源としての浮遊ダスト Levitation dust: a source of IDPs.

千秋博紀<sup>1</sup>, 小林正規<sup>1</sup>, 和田浩二<sup>1</sup>, 並木則行<sup>1</sup>, 平田直之<sup>2</sup>, 宮本英昭<sup>2</sup>

<sup>1</sup>千葉工業大学惑星探査研究センター, <sup>2</sup>東京大学総合研究博物館

Hiroki Senshu<sup>1</sup>, Masanori Kobayashi<sup>1</sup>, Koji Wada<sup>1</sup>, Noriyuki Namiki<sup>1</sup>,  
Noayuki Hirata<sup>2</sup>, and Hideaki Miyamoto<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Planetary Exploration Research Center, Chiba Institute of Technology,

<sup>2</sup>The University Museum, The University of Tokyo

探査機はやぶさが小惑星 Itokawa から持ち帰ったサンプルの分析によれば, Itokawa 表面の物質は常に失われており, 800 万年に 1m の割合でサイズが小さくなっているらしい(Nagao et al., 2011)。平均直径が 330m しかない Itokawa からの脱出速度は, わずか 20cm/s である。このため, 表面物質が何らかの理由で速度を得ると, 容易に天体から失われるだろう。天体を脱出した物質は, 惑星間塵の起源となり得る。小天体の進化を考える上でも, 惑星間塵の起源と進化を考える上でも, 小天体表面で速度を得た物質の運動を明らかにする必要がある。

小天体表面で物質が速度を得るメカニズムとしては, 天体衝突や他の天体に近づいた際の潮汐力, 粒子流, 太陽風によるピックアップなどが考えられる。惑星間塵の起源となるようなダストの場合, 体積に比して表面積が大きい。このため, 表面から飛び出したダストの運動は, 光電効果による帯電の影響を強く受ける。そこで本研究では, Colwell et al. (2005)のモデルを応用し, 光電効果の影響を検討する。

大気を持たず, 表面が非導電体でできた小天体は, 太陽光を受けると光電効果によって電子を失うと同時に, 太陽風の電子が打ち込まれる。このバランスによって, 小天体表面は最終的に正に帯電する。一方, 小天体上空には光電効果によって弾き出された電子が存在するため, 上向きの電場が作られる。

光電効果と太陽風電子の打ち込みはダストにも働く。このため, ダストは小天体表面と電氣的に反発する。さらに上空を浮遊するダストには, 天体表面から飛び出した光電電子も打ち込まれる。

Colwell et al. (2005)は, 以上の効果を微

分方程式の形でまとめている(詳細は紙面の都合で省略する)。しかし良く知られているように, 微分方程式は初期条件が与えられないと解く事ができないのだが, 実際にはダストが天体表面を離れる際の射出速度は様々な要因によって影響を受けるため, よくわかっていない(例えば Sternovsky et al., 2002; Scheeres et al., 2010)。そこで本研究では天体表面での射出速度とダストのサイズをパラメータとして, その後の運動がどのように記述されるのかを調べる。

本研究は, 様々なサイズの天体についてダストの運動を調べ, その傾向を調べることを目標とするが, ここでは紙面の都合もあるため, はやぶさ 2 の標的天体である 1999JU3 について結果を紹介する。1999JU3 は, 半径およそ 450m であり, Colwell et al. (2005) が研究対象とした Eros (半径 20km)よりも小さく, Itokawa よりも大きい天体である。

図 1 に, 計算結果の一例を示す。これを見ると, 射出速度が同じでもダストの半径が  $3\mu\text{m}$ ,  $5\mu\text{m}$ ,  $7\mu\text{m}$  の場合で, その後の運動が全く異なる事がわかる。ダスト半径が  $3\mu\text{m}$  で射出速度が 12cm/s 以下の場合には, ダストは速やかに天体表面に再堆積する。これは, 飛行中に天体表面からの光電電子の打ち込みを受けて電荷が負になり, 正に帯電している天体表面に引かれて落下するためである。一方, 射出速度が 14cm/s になると, 一気に到達高度が高くなる。これは, ある高度(デバイ長)より上では光電電子の打ち込みが効かなくなるためである。この高度よりも上空では再び光電効果によって正に帯電する効果が卓越し, 天体表面とは電氣的に反発を起こす。図からだけではわからないが, この反発によって加速されたダストは最終的に脱出速度以上に

加速され、天体から失われている。

ダストの半径が  $7\mu\text{m}$  の場合は、射出後の運動はほぼ放物軌道になっている。これに対し、半径  $5\mu\text{m}$  のダストの運動は射出速度によってさまざまである。 $9\text{cm/s}$  で射出された場合には、天体上空で振動するような運動を行う。これは、天体の重力と表面との電気的反発力のバランスによる。すなわち、天体に近いと電気的反発力が勝り、天体から遠ざかると重力が勝るためにこのような振動を起こすのである。Colwell et al. (2005)が示したように、Eros ではこのような振動運動をするパラメタレンジは広い(半径  $0.3\text{-}1.0\mu\text{m}$ , 射出速度  $0.5\text{-}2.0\text{m/s}$ )のだが、1999JU3 ではパラメタレンジはごく限られており、Itokawa ではより狭い。

振動運動する条件の速度の下限値は、ダストがデバイ高度を越えられるか否かで決まる。一方、速度の上限値は重力に引かれて落下してくるダストを、電気的反発で止められるか否かで決まる。事実、射出速度が  $10\text{cm/s}$  の粒子は、 $9\text{cm/s}$  で打ち上げられた場合よりもわずかに最高到達高度が高いため、電気的反発だけでは落下を止められずに、ダストは天体表面に落ちてしまう。天体の重力が小さい場合には、電気的反発

によって支える事の出来るダストのサイズは大きくなるが、同時にダストの慣性が強くなるため、結果的に振動解が得られる条件が厳しくなるものと考えられる。

グラフの縦軸のスケールが異なる事にも注目すべきである。グラフによると、 $3\mu\text{m}$ ,  $5\mu\text{m}$ ,  $7\mu\text{m}$  のダストの中では、 $5\mu\text{m}$  のダストが最高到達高度が一番高い。これは、天体表面との電気的反発が有効に効いたためである。

以上をまとめると、次のようになる。

- 1999JU3 表面からは、 $5\mu\text{m}$  よりも小さなダストは電気的反発で失われる
  - 上限サイズは天体の重力加速度の大きさと決まる
  - 惑星間塵のサイズ分布と小天体のサイズ分布を関係づけられるかもしれない
- 失われる上限サイズぎりぎりのダストは、放物軌道よりも高高度まで運ばれる
- 失われる上限サイズぎりぎりのダストは、射出速度によっては振動運動をすることがある
  - ダストを観測する場合にはこのサイズのダストが重要となるだろう

## 1999JU3の場合

軌道長半径1.189AU, 離心率0.190

天体半径 461m, 表面重力加速度  $0.00029\text{m/s}^2$

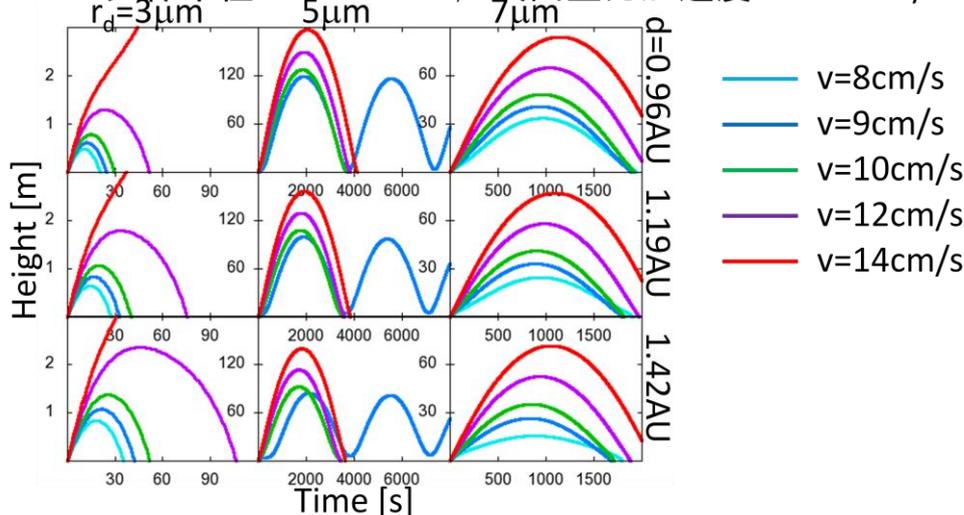


図1：1999JU3 表面から半径  $3\mu\text{m}$  (左カラム),  $5\mu\text{m}$  (中央カラム),  $7\mu\text{m}$  (右カラム) のダストを、様々な射出速度で打ち上げた場合の高度変化。上段, 中段, 下段はそれぞれ 1999JU3 が近日点, 平均日心距離, 遠日点にある場合に相当する。それぞれのパネルで、縦軸(高度)と横軸(時間)のスケールが異なる事に注意。

# 原始衛星系円盤の形成：原始惑星系円盤からのガス降着流の解析

谷川 享行<sup>1,2</sup>、大槻 圭史<sup>1,3</sup>、町田 正博<sup>4</sup>

<sup>1</sup> 惑星科学研究センター、<sup>2</sup> 北大低温研、<sup>3</sup> 神戸大理、<sup>4</sup> 九大理

巨大ガス惑星の周りに存在する衛星系のほとんどは規則衛星、つまり惑星の赤道面付近をほぼ円軌道で回っていることから、衛星は惑星周りにかつて存在していた周惑星円盤 (= 原始衛星系円盤) の中で形成したと考えられている。また、近年の数値流体シミュレーションにより、ガス惑星が原始惑星系円盤ガスの降着によって成長する時に、必然的に惑星の周りにガス円盤が形成されることが明らかになってきた。しかし、それらの研究は衛星形成に主眼を置いていないために、周惑星円盤構造に対する詳しい解析は行われていない。そこで本研究では、ガス惑星形成時に出来る周惑星円盤構造を高解像度で求め、周惑星円盤構造に着目して流れ場を詳しく解析した。

衛星形成は主に惑星半径の数十倍 (惑星の軌道半径の数百分の一) 以内で行われ、その領域を十分に空間的に分解するために、惑星近傍のみを効率よく高空間分解能で計算可能な多重格子法を用い、かつ惑星近傍のみを切り出した局所近似回転座標系を採用した。得られた流れ場を解析した結果、惑星への実質的なガス降着は、原始惑星系円盤の比較的上空 (円盤スケールハイト程度より上) から周惑星円盤外縁部を飛び越えて一気に惑星近傍の周惑星円盤へと落下していることが明らかになった (図1)。一方、中心面付近のガスについては、原始惑星系円盤から周惑星円盤へ流入することができず、逆にヒル圏内からラグランジュポイント  $L_1$ ,  $L_2$  を通って流出していることが分かった。さらに、上空から周惑星円盤への降着流に関して、質量と角運動量の降着フラックス分布を惑星からの距離の関数として数値計算より求め、それらをべき関数でのフィットを行った。この結果、衛星系形成モデルで最近の標準となりつつあるモデル (Canup and Ward 2002, AJ, 124, 3404) の分布に比べて中心集中するようになることが明らかとなった。また得られた降着フラックス分布を、動径方向1次元粘性円盤モデルに適用することで、本研究のような高解像度数値計算では得ることのできない周惑星円盤の長期進化を追うことが可能となり、衛星形成環境の時間進化を調べることも可能となる。

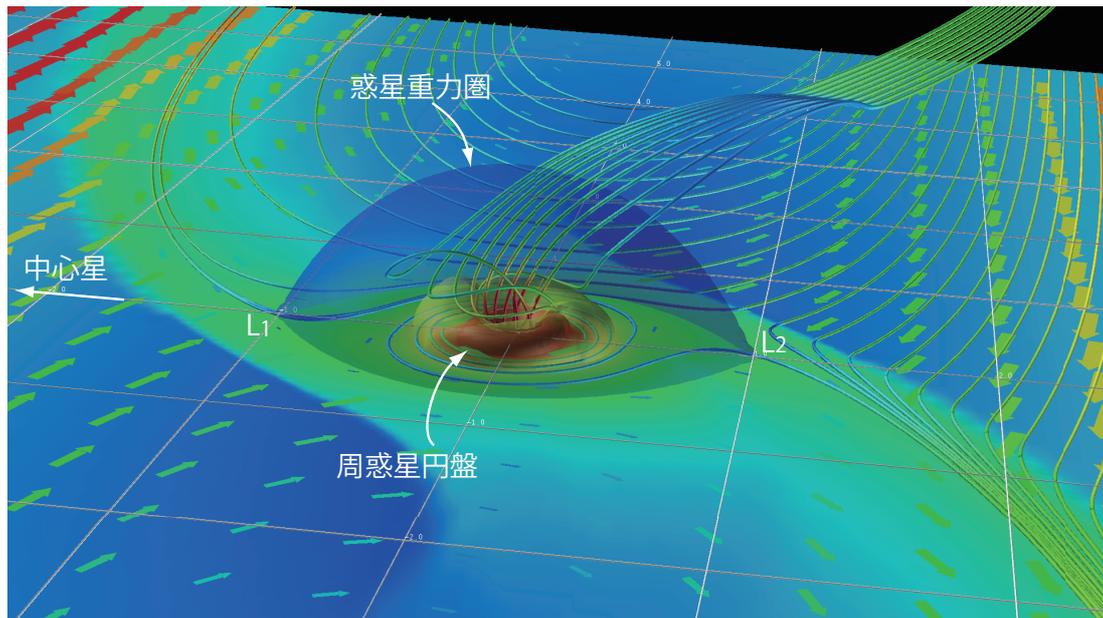


図1：原始惑星系円盤中でガスを捕獲して成長しつつあるガス惑星周囲のガスの流れ．中心面より上半分のみ作画．中心面の色はガス密度，色のついた線は中心面と上空（原始惑星系円盤の1スケールハイトの位置を始点）の流線で，流線の色は流速，青い半透明のレモン形状の面はヒル圏（惑星重力圏），黄色と赤の半透明の面は等密度面．中心面のヒル圏の外側で密度が急激に変化している部分（青から緑）は衝撃波面（の中心面断面）．ケプラーシア（太陽周りの公転半径が違うことによる速度差）で惑星重力圏に超音速で近づいてきたガスが惑星重力圏にぶつかることにより立つ弧状衝撃波で，実際には中心面を先端として上空に向かって反った形状をしている（流線の速度が急激に減少している位置が衝撃波面）．中心面をヒル圏へ近づくガスは衝撃波面で速度が急激に減少したあと，惑星重力圏内に降着することができず，再び原始惑星系円盤中をヒル圏から遠ざかっている．上空のガスはヒル圏の外の衝撃波面を斜めに通過するために，水平方向の運動量が大きく減少せず，ヒル圏の中に侵入し，その後惑星重力により強く引っ張られて中心面へ向かって落下し，周惑星円盤表面で衝撃波を立てる．

# Experimental approach to armoring effect of cratering efficiency on boulder-rich target

○平田成<sup>1</sup>, 中村昭子<sup>2</sup>, 町井渚<sup>2</sup>, Carsten GUETTLER<sup>2</sup>

<sup>1</sup>会津大学, <sup>2</sup>神戸大学

小惑星イトカワ表面では、標準的なクレーター生成モデルから予想されるよりも小サイズクレーターの欠乏が観測された。また、クレーターの深さ-直径比も小さいことが知られている。これに対する説明として、1) (隕石衝突によって励起された)地震動によるクレーターの崩壊、2) ボルダー層上でのクレーター生成効率の低下(装甲効果)、3) 起伏の激しいボルダー層上での小クレーターの隠蔽効果、などが提唱されている。

ボルダー層上でのクレーター形成における装甲効果を検証するため、神戸大学の軽ガス銃を用いた実験を行った。弾丸は直径1mm, 3mmのガラスビーズ、ターゲットは215 $\mu$ m, 1mm, 3mm, 10mmのガラスビーズで満たした直径約30cmのステンレス容器を用いた。衝突速度は約300m/secに固定し、形成されたクレーターの直径、深さを測定した。

ターゲットと弾丸の直径比を制御パラメータに取り、クレーター形成効率の指標としてPIスケーリングのスケーリングパラメータ $\Pi_R$ と $\Pi_2$ の-0.17乗の比を取ると、直径比が0.1の場合は過去のクレーター形成実験と同様のクレーター形成効率を示したのに対し、直径比が増加するにつれて形成効率の低下が観察された。今回の実験条件中で最も直径比が大きい弾丸径1mm、ターゲット径10mm(比10.0)の場合はターゲット粒子の表面に微小な傷が形成されただけで、地形としてのクレーターは全く形成されなかった。

今回の実験で、少なくとも低速度衝突の領域では装甲効果によるボルダー層上でのクレーター生成効率の低下が起きることが示された。しかしながら、高速衝突では装甲効果はない、という報告もある(Hollisopple and Hausen, 2011)。今後は実験結果から装甲効果のモデル化を試み、広い衝突速度領域に適用可能なボルダー層上のクレーター形成のスケーリング則構築を目指す。

## Oxidizing proto-atmosphere on Titan: Constraint from the impact origin of its N<sub>2</sub> atmosphere

石丸 亮<sup>1</sup>、関根康人<sup>2</sup>、松井孝典<sup>1</sup>、Olivier Mousis<sup>3</sup>

<sup>1</sup>千葉工業大学惑星探査研究センター、<sup>2</sup>東京大学大学院新領域創成科学研究科、<sup>3</sup>CNRS/INSU

タイタンは土星系最大の衛星であり、厚い窒素分子大気を持つことが知られている。このタイタン大気がどのように形成されたのかについては諸説あるが未だに大きな謎になっている。この謎を解決することは、タイタンの窒素大気の起源を理解することだけでなく、土星衛星系の形成シナリオに制約を与える可能性がある。一般的に、タイタンや他の規則衛星は、土星サブネビュラ中のガスが凝縮して形成された微衛星の衝突・合体・集積によって形成されたと考えられている (Lunine et al., 1989; Prinn & Fegley, 1989; Alibert & Mousis, 2007)。タイタンの集積エネルギーを考慮すると、タイタンの集積時にはタイタン外層が融解・蒸発し、原始大気が形成すると考えられている (Stevenson et al., 1986; Kuramoto & Matsui, 1994)。原始大気の化学組成は、(1)微衛星の化学組成と、(2)原始大気形成後に大気中で起こる化学反応により決まるため、これらを調べることは、タイタンの窒素大気の起源を理解する上で非常に重要である。

微衛星の化学組成は、サブネビュラの物理化学条件に強く依存する。先行研究は2つの衛星形成モデルを提案している。一つがガス惑星形成の初期ステージでの衛星形成であり、高温高圧サブネビュラ中で衛星が形成する (Lunine et al., 1989; Prinn & Fegley, 1989)。他方は、ガス惑星形成の後期ステージでの衛星形成であり、低温低圧サブネビュラ中で衛星が形成する (Alibert & Mousis, 2007)。前者では、ガス反応や触媒反応が活発に起こることでメタンとアンモニアが生成されるため、微衛星組成並びにタイタン原始大気組成はメタンやアンモニアに富む還元的な組成になると考えられる (Lunine et al., 1989; Prinn & Fegley, 1989)。一方、後者の低温低圧サブネビュラの場合には、原始太陽系星雲からサブネビュラへ太陽組成を持つ氷微惑星が活発に流入すると示唆されていることから、形成される微衛星の組成は太陽組成を反映する、二酸化炭素とアンモニアに富む組成になると示唆される (Alibert & Mousis, 2007)。つまり、この場合には、原始大気は二酸化炭素とアンモニアに富む大気であることがわかる。

原始大気中のアンモニアから窒素分子が生成される有望なモデルの1つとして衝突衝撃波加熱モデルが提唱されている (Jones and Lewis, 1987; McKay et al., 1988)。これは高速飛翔体が大気を通過する際に飛翔体前面に形成される衝撃波 (バウショック) によって大気中のアンモニアを分解して窒素分子を生成するモデルである。このメカニズムが有効に働くかどうかは原始大気組成とアンモニア分解反応のキネティクスに強く依存するはずであるが、大気組成の効果が系統的に調べられているわけではないし、分解反応のキネティクスについてもこれまで十分に論じられていなかった。

そこで本研究では、キネティクスを考慮できる数値モデルを新たに構築し、タイタンの原始大気として考えられる様々な大気組成での衝撃波加熱による窒素生成効率を求めることを目的とする。本研究のモデルは1次元の衝撃波後面の流体モデルと化学反応モデルをカップリングして構築した (Gibson & Marrone, 1962; Hall et al., 1962)。

本研究の結果からはメタンが衝撃波加熱を抑制する効果を持つことがわかった。というのも、メタンは多くの振動準位を持っているため（9個）に比熱が大きい性質があり、衝撃波によって加熱されにくいのである。そのため、メタンに富む還元的な原始大気への衝突では、衝撃波温度が低いためにアンモニアの分解反応が十分に起こらず（平衡に到達せず）、窒素生成効率が著しく小さいことがわかった。高温高圧サブネビュラ条件（Lunine et al., 1989; Prinn & Fegley, 1989）で推定されるメタンに富む原始大気への微衛星の衝突を考えると、現在のタイタン大気のような窒素大気が形成されないことがわかった。

一方、二酸化炭素に富む酸化的な大気では衝撃波温度が高くなることが本研究の結果からわかった。これは、二酸化炭素の振動準位が少ないため（4個）、メタンと比較して比熱が小さいためである。衝撃波温度が高くなる結果として、アンモニア分解反応が効率よく起こり、化学平衡に相当する窒素分子が生成されることが示された。結果として、低温低圧サブネビュラ（Alibert & Mousis, 2007）により推定される二酸化炭素に富む原始大気への微衛星の衝突を考えると、タイタンの集積期に分厚い窒素大気が形成することが示唆される。そのため本研究の結果は、もしタイタンの窒素大気が集積期に形成したのならば、原始大気が二酸化炭素に富む酸化型の大気であったことを示唆している。

本研究の結果は低温低圧サブネビュラ（Alibert & Mousis, 2007）モデルにより推測される二酸化炭素に富む微衛星の存在を支持する結果である。タイタンとエンセラダスに集積した微衛星の化学組成は似ていたことが予想されることから、もし低温低圧サブネビュラ（Alibert & Mousis, 2007）モデルが正しいのならば、タイタンと同様にエンセラダスの微衛星の化学組成も二酸化炭素に富むことが予想される。実際に、エンセラダスから噴出しているプルームの主成分として二酸化炭素とアンモニアが観測されており（Waite et al., 2009）、この観測は本研究の推定と調和的である。

## 参考文献

Alibert, Y., & Mousis, O. 2007, *A&A*, 465, 1051

Gibson, W. E., & Marrone, P. V. 1962, *Phys. Fluids*, 5, 1649

Hall, J. G., Eschenroeder, A. Q., & Marrone, P. V. 1962, *J. Aerospace Sci.*, 29, 1038

Jones, T. D., & Lewis, J. S. 1987, *Icarus*, 72, 381

Kuramoto, K., & Matsui, T. 1994, *J. Geophys. Res.*, 99, 21183

Lunine, J. I., Atreya, S. K., & Pollack, J. B. 1989, in *Origin and Evolution of Planetary and Satellite Atmospheres*, ed. S. K. Atreya, J. B. Pollack, & M. S. Matthews (Tucson, AZ: Univ. Arizona Press), 605

McKay, C. P., Scattergood, T. W., Pollack, J. B., Borucki, W. J., & Ghyseghem, H. T. V. 1988, *Nature*, 332, 520

Prinn, R. G., & Fegley, B., Jr. 1989, in *Origin and Evolution of Planetary and Satellite Atmospheres*, ed. S. K. Atreya, J. B. Pollack, & M. S. Matthews (Tucson, AZ: Univ. Arizona Press), 78

Stevenson, D. J., Harris, A. W., & Lunine, J. L. 1986, in *Satellites*, ed. J. A. Burns & M. S. Matthews (Tucson, AZ: Univ. Arizona Press), 39

Waite, J. H., Jr., et al. 2009, *Nature*, 460, 487