日本惑星科学会誌 遊・星・人

第24巻 第3号

目 次

<mark>巻頭言</mark> 渡部 直樹────────────────────────────────────	· 159
特集「日本における衝突研究の軌跡」	
室内衝突実験結果の惑星科学への応用:破壊・貫入・蒸発 門野 敏彦	· 160
氷衝突実験の展開 荒川 政彦, 保井 みなみ	· 167
超高速衝突実験が明らかにした衝突蒸発現象・化学反応過程 杉田 精司,黒澤 耕介,桑原 秀治	· 181
SPH法による衝突数値計算 玄田 英典	· 191
離散要素法による衝突の数値シミュレーションの歩み 和田 浩二	· 201
クレータサイズ分布からさぐる月惑星表面の地質進化 諸田 智克, 平田 成	$\cdot 214$
月の縦孔形成 ~斜め衝突による実験的研究 道上 達広,長谷川 直,春山 純	$\cdot 225$
インパクターの破壊 中村 昭子	·233
高速ビデオカメラを使わない衝突クレーター形成過程のその場観測 山本 聡,長谷川 直,鈴木 約子,松永 恒雄	· 239
はやぶさ2による小惑星レゴリス試料採取を模擬した衝突実験 岡本千里,兵頭拓真,百武徹,澤田弘崇,國中均,橘省吾	· 247
太陽電池パネルの微小粒子衝突による電気的影響 川北 史朗	- 258
微小粒子衝突に対する高強度繊維織布の防御性能評価 東出 真澄,小野瀬 直美,黒崎 裕久,長谷川 直,松本 晴久	· 263
成果創出を主眼においた超高速衝突実験施設の整備 長谷川 直	· 269
エポックメイキングな隕石たち その6 ~Murchison隕石~地球外有機化合物の証拠~ 奈良岡 浩	· 277
系外惑星「遠い世界の物語」その6 ~SEEDS プロジェクトがとらえた原始惑星系円盤の複雑な模様~~~~~ 橋本 淳	· 282
遊星百景「私のお気に入りの地形」その1 ~Vallis Schröteri~ 本田 親寿	· 289
「過去現在未来の地球物理探査に基づく月内部構造の理解」セミナー開催報告 花田英夫,原田雄司	· 290
第287回生存圏シンポジウム「電波を用いた観測が切り拓く地球および惑星大気科学」開催報告 野口 克行	· 292
第3回DTAシンポジウム「The Origins of Planetary Systems: from the Current View to New Horizons」開催報告 長谷川 靖紘、大宮 正士、深川 美里	· 294
日本惑星科学会 2015 年度秋季講演会プログラム 2015 年度日本惑星科学会秋季講演会実行委員会	· 298
JSPS Information	· 305

Contents

Preface N. Watanabe	159
Special issue: Planetary impacts -the research history in Japan-	
Laboratory impact experiments: Disruption, penetration, and vaporization	160
Progress of impact experiments on ice M. Arakawa and M. Yasui	167
Impact-induced vaporization and chemical reactions revealed by hypervelocit	у
impact experiments S. Sugita, K. Kurosawa, and H. Kuwahara	181
Impact simulations with SPH method H. Genda	191
A review of numerical simulations of impacts using Discrete Element Method K. Wada	201
Geological and geophysical evolution of the Moon and Itokawa revealed by crater countingT. Morota and N. Hirata	214
Study on formation mechanismof lunar vertical holes by oblique impactexperimentsT. Michikami, S. Hasegawa, and J. Haruyama	225
Fragmentation of impactorA. M. Nakamura	233
Direct observations of transient crater growth without a high-speed videocameraS. Yamamoto, S. Hasegawa, A. Suzuki, and T. Matsunaga	239
Cratering experiments simulating impact sampling from asteroid regolith byHayabusa2C. Okamoto, T. Hyodo, T. Hyakutake, H. Sawada, and 2 authors	247
Hypervelocity impact effect on electrical performance of solar arrays	958
Micro meteoroid and orbital debris shielding effects of high-strength fiber	200
Tabrics M. Higashide, N. Onose, H. Kurosaki, S. Hasegawa, and H. Matsumoto	263
The reformation of the hypervelocity impact facility at ISAS/JAXA for creation of research S. Hasegawa	269
Epoch-making meteorites (6) — Murchison meteorite — Evidence for extraterrestrial organic compounds — H. Naraoka	277
Tales of distant exoplanet worlds (6) — The complicated structures of protoplanetary disks with the SEEDS project — I. Hashimoto	282
My favorite topography (1) — Vallis Schröteri — C. Honda	289
Report of the seminar "Understanding of the Moon based on Geophysical Observations of Past, Present and Future " H. Hanada and Y. Harada	290
Report of "Radio Science Symposium on Earth and Planetary Atmospheres" K. Noguchi	292
Report of 3rd DTA symposium "The Origins of Planetary Systems: from the Current View to New Horizons" Y. Hasegawa, M. Omiya, and M. Fukagawa	294
Program of 2015 Fall Meeting of JSPS	000
JSPS Information	298 305

卷頭言

今日,多くの科学分野で学際的な取り組みが見られるようになってきた.従来の縦割り分野 内でのサイエンスの展開に閉塞感や限界を感じている業界が少なくないことや,何か新しいこ とをやれという暗黙の圧力も背景にあるのかもしれない.ともあれ,こうした試みは大いに結 構なことだと思う.同じ科学とはいえ,分野が違えば常識とされていることや,研究の作法が かなり異なることがあり驚くことが少なくない.この驚きこそが学際的研究を成功に導く発端 になるのだと思う.

"学際的"という言葉は広い意味を持っているようで、例えば、様々な分野の研究者が、ある キーワードのもとに一堂に会する研究会は学際的研究会と位置づけられる.最近こういった研 究会が盛んに行われている.しかし、なかには主催者の意図とは裏腹に、それぞれの分野の研 究者が歩み寄ることなく、ほとんど何の驚きも感じていない体で終了してしまう残念な研究会 もある.話者は自分の研究の意義を他分野の人にも分かってもらおうという積極的な姿勢が大 切であり、聞き手は、専門外の研究と自分たちの接点を見いだす努力が必要である.何より大 切なのは、自らの分野の価値観にとらわれずに異なる分野の科学を楽しむ余裕である.これは 研究会に限らず学際的研究一般にあてはまる、学際的な取り組みの成功は、単に他分野の研究 者を寄せ集めることでは生まれない.一人一人の研究者が学際的になる、つまり様々な価値観 から研究を展開できることが重要であると思うが、こうした余裕がなければ成功は難しい、学 際的な取り組みは決して簡単ではないが、多くの科学分野に大きな発展をもたらす可能性があ ると信じている.

惑星科学はそれ自体学際的な学問分野と言えるが、その発展にはまだまだ他分野の力を借り る必要があるように思う、プロジェクトに関わる研究では強い結びつきで皆同じ目標に向かう 必要があるが、いっぽうで、学会としては様々な価値観の研究者が緩く結びつき、多くの分野 の研究者が心地よくいられる学会であって欲しい.

渡部 直樹(北海道大学低温科学研究所)

^{特集「日本における衝突研究の軌跡」} 室内衝突実験結果の惑星科学への応用: 破壊・貫入・蒸発

門野 敏彦¹

2015年5月19日受領, 査読を経て2015年6月28日受理.

(要旨)近年,室内衝突実験の結果が「Deep Impact」や「はやぶさ」などの惑星探査によって得られた情報と 直接比較・議論されるようになり(e.g., [1-8]),また,地質学的な証拠との比較も可能になってきた(e.g., [9]).「はやぶさ2」では小型衝突体(SCI)による天体での衝突実験も行われる予定であり[10],惑星科学にお ける室内衝突実験の役割の重要性が一層増している.そこで,特に小惑星や彗星などの小天体での衝突現象 にとって重要な「破壊」(1章)と低密度物質への「貫入」(2章),さらに,高速衝突による「蒸発」(3章)につ いて,室内衝突実験の現状を簡単に紹介する.クレーター形成や粉粒体ターゲット,高空隙率ターゲットの 破壊についてはここでは扱わない.

1.破壊

70年代から微惑星・小惑星の衝突進化を調べる目 的で有限サイズターゲットの破壊実験が行われるよう になった(e.g., [11]).破壊実験で主に調べられてきた のは、衝突条件(衝突速度・角度、弾丸・ターゲット のサイズ、質量、密度、材質、など)に対して、最大 破片のサイズ、破片のサイズ分布、破片速度・回転分 布、破片形状、などである.

この章では、破片のサイズ分布、速度・回転分布、 破片形状について紹介する.ここではターゲットの空 隙率が小さい(数%以下)場合を取り上げる.

1.1 サイズ分布

脆性物質を破壊すると、ターゲットサイズに比べて 十分小さい破片の分布が「べき分布」(power-law)に なり大きい破片の分布は実験条件に大きく依存するこ とは50年以上前から知られており、小惑星のFlora族 [12]や「はやぶさ」の結果(Itokawa表面の岩塊[5]や回 収試料[8])との比較がなされている。サイズ分布全体 は様々な式で表されてきたが、ここでは小さい破片サ

1. 産業医科大学 kadono@med. uoeh-u. ac. jp イズxの分布を「べき分布」: $x^{\alpha}(\alpha \text{ は定数})$,大きい破 片の分布を $\exp[-x/x_0](x_0 \text{ は定数})$ として分布の特徴 を $\alpha \ge x_0$ で表すことにする.

衝突後, 衝突点付近や衝突点の反対側の(アンチポ ーダル:AP)点で発生し, ターゲット全体に及ぶよう なクラック(以下ではこれをメインクラックと呼ぶ)の 間隔が最大破片や特徴的サイズx0を決める.メインク ラックの間隔は衝突条件(発生する衝撃波やAP点で 発生する希薄波の強さ, 弾丸/ターゲットサイズ, 物 質強度, など)に依存する.破壊の程度(エネルギー密 度[13]や水谷パラメーター[14]が惑星業界では破壊の 程度を表す代表的なパラメーターである)が大きくな ると,メインクラックの本数が増え(間隔が狭くなる) 最大破片またはx0は小さくなる.

衝突点で発生したメインクラックは、加速され、あ る速さに達すると分岐する.分岐後、クラックが進展 するにつれて再びその先端の応力が高くなり速さが十 分大きくなれば更に分岐する.応力がターゲット強度 と同程度になるまで分岐が続く.

分岐を繰り返したクラックは図1のような樹枝状に なり,自由表面に達した場合,クラックに囲まれる部 分(破片のサイズ)は分岐点から自由表面までの長さ程 度となる.破壊時に発生する樹枝状クラックはフラク



図1:樹枝状クラックのイメージ.

タルになることが知られており、それに「囲まれる部 分(破片)」のサイズ分布も「べき分布」に従う(e.g., [15]).

破片の生成は、衝突による衝撃波がターゲット全体 を通過する時刻よりもかなり後まで続いていることが 高速カメラによる観測により示されている[16]. クラ ックは他の樹枝状クラックとも合流し複雑に絡み合う こともある(たとえば衝突点から伸びた樹枝状クラッ クとAP点から発生した樹枝状クラック).

また、クラックは最初の衝撃波・希薄波だけでなく、 その後、ターゲットの自由表面などの境界で反射・生 成されたストレス波によっても生成される.つまり、 初期のクラックも樹枝状のままでなく、時間とともに 更に破壊が進むこともある.このような場合には、ク ラックは網目状になる(例えば図2).

結局、脆性物質の破壊において樹枝状クラックや網 目状クラックのパターンがフラクタル構造を取ること が.破片サイズ分布が「べき分布」に従うことに直結 している.一般に、樹枝状と網目状クラックのフラク タル次元は異なり、その結果、「べき分布」の傾き α も異なる。ガラス板の側面から飛翔体を衝突させたと きの破壊では、最初、樹枝状クラックが主であるが、 その後、網目状クラックが主流になり、αは時間と 共に大きくなる[e.g., 文献16のFigs. 2, 3]. また, ガラ ス板の上下面をサンドイッチして両側から圧力をかけ たときの破壊では、圧力が小さい時には樹枝状クラッ クが何カ所かから発生・進展するだけだが、圧力が大 きくなるとお互いに絡み合い網目状のクラックになっ てサイズ分布のαは大きくなる[e.g., 文献17のFig. 1al. これに対して、石膏板の側面に弾丸を衝突させ たときの破壊では, αはガラス板の側面衝突の場合 に比べて小さい[e.g., 文献17のFig. 1b]. これは、はじ め樹枝状クラックが進展するが、 その後はストレス波



図2:網目状クラックのイメージ.

の減衰がガラスに比べて大きいため、ガラスと違って 網目状には発達しないからであると思われる.しかし ながら、石膏板のサンドイッチ破壊ではガラス板と同 様に樹枝状クラックが絡み合い、αは側面衝突破壊 に比べて大きくなっている[17].球や立方体などのタ ーゲットでも衝突の激しさによってαは大きくなる という報告もある(e.g., [12, 14]).また、クラックが枝 分かれしないような物質(金属・液体・空隙率が高く 強度が弱い物質・棒状/線状の1次元的な物質、など) の破壊ではサイズ分布は「べき分布」にはならず、金 属リング[18]、金属平板[19]、棒[20]、液体[21, 22]で は指数関数型に近い分布が得られている.

1.2 速度·回転分布

衝突破壊後に破片が再集積できるかどうかという視 点などから室内衝突実験で高速カメラを使って破片速 度が計測されてきた[e.g., 11, 23, 24とそこで引用され ている文献]. しかしながら, 球や立方体を使った測 定ではカメラの視線方向に多くの破片が重なってしま い破片全体の分布を求めることが難しい、そこで平板 を使うことでほぼ全ての破片速度を計測した[25]. 衝 突点付近や AP 点などでは衝撃波や希薄波の効果を直 接受けるため、放出速度は衝突条件に依存する. これ に対し、ほとんどの領域はストレス波が何度も行き来 して破壊が進行し、最終的に破壊が終了するのはその 領域が持つエネルギーが弾性エネルギー程度になると きである(もしこれ以上のエネルギーを持っていれば 破壊して解消する;この程度になるまで破壊は続く). ヤング率を E,破壊終了時のある破片の歪み ε,質量 m, 密度 p とすれば、この破片がもっている弾性エ ネルギーは $E(m/\rho)\epsilon^2$ である.この弾性エネルギーを 使って破片は外側から順番に離れていく.破片の速度 がVならば運動エネルギーはmV²なので、弾性エネ

ルギーと等しいと置けば $V \sim \sqrt{(E/\rho)} \varepsilon \sim C\varepsilon$ (Cは音速). Cと ε は通常秒速数km ε ~1%なので, Vは破片サイズや衝突条件に依らず秒速~数+mとなる. 実際,衝突速度が秒速数kmから数+mまでの広い範囲で,衝突点やAP点付近からの破片,コアなどを除いて.ほとんどの破片の速度はこの程度になっている.

1.3 形状分布

破片の形状については、文献[28]以来いろいろな実 験条件で得られた破片が分析されてきたが、ほとんど が同じ結果、すなわち、破片の三軸の長さを最大*a*、 最小*c*、それらに垂直な軸に沿った長さ*b*とすると、 (*b*/*a*, *c*/*a*)の分布は平均がそれぞれ~0.7、~0.5になり、 *c*/*a*<~0.2-0.3を持つ破片がほとんどない、という報 告がなされている[11].近年、衝突の証拠として「は やぶさ」探査においてもItokawa表面上の岩塊[6]や回 収試料[7]、さらにfast rotators [6]などの形状と室内 実験の結果が比較されている.

ある領域で破片ができるとき、そのサイズ(たとえ ば分岐したクラックの間隔)の平均値L [m]はその領 域周辺でのストレス条件によって決まるはずであるが、 個々の値は必ずしも厳密にLに等しいわけでなくLの まわりに分布するだろう.これは、クラックの進展や 分岐が確率的な性質を持っているためであり、この性 質はターゲット物質中に内在してクラックの進展・分 岐に関与する「ひび」が活性化する場所が確率的に分 布していることに起因していると考えられる.活性化 する「ひび」の空間的な出現確率が一様で等方的であ るならば,破片の一辺の長さはLのまわりに等確率で 分布するはずである.

そこで、ある破片の3辺*a*, *b*, *c*がそれぞれ独立に*L*のまわりに最大値*H*と最小値*h*(ただし、(*H*+*h*)/2= *L*, *h*/*H*=*k*, ここで*k*は定数)の範囲に一定の確率でラ ンダムに分布する場合を考えてみると、このとき破片 が $\xi \equiv b/a$, $\zeta \equiv c/a \epsilon$ 持つ確率 $P(\xi, \zeta)$ は*k*から1の 領域内で*ξ*と*ζ*に依らず一定となる¹. *ξ*と*ζ*の平 均値〈*ξ*〉と〈*ζ*〉は², それぞれ*k*=0.2の場合〈*ξ*〉~0.73 と〈*ζ*〉~0.47, *k*=0.3の場合〈*ξ*〉~0.77と〈*ζ*〉~0.53, となり実験とほぼ一致する. 室内実験による形状分布 の結果は、ある圧力条件で活性化する「ひび」の空間 分布は一様であることと整合的である.

また,室内実験の結果やItokawa岩塊の形状・構造 がサイズに依らない[4,6,29]ことは,活性化された「ひ び」の空間分布には内在的なスケールが含まれていな いことを示唆している.

形状分布の下限値kはターゲットの物性を反映して いると考えられる(直感的にはガラスの破片には岩石 では見られないような細長い破片も多い). 今後, 物 性とkの関係を理解して, ターゲット物質によってk にどのような違いがあらわれるのかを定量的に知るこ とができれば, *ξ*と*ζ*の分布からターゲットの物性 に関する情報を得ることができるかもしれない.

2.貫入

相対的に高密度の弾丸が低密度ターゲットに衝突す ると弾丸はターゲット中に深くもぐり込み(貫入し て)通常のクレーターとは異なる形状の痕跡がターゲ ットに残されることがある.これを以下では 「penetration tracks(貫入孔)」と呼ぶことにする.衝 突貫入実験は大きく分けて二つの流れがあった(e.g., [30]に引用されている文献).一つは60年代後半から 始まったクレーター形成実験の延長として,金属弾丸 などを用いて密度比を大きくした条件で行われた実験,

1. 規格化条件は
$$\begin{split} P(\xi,\zeta) \int_{k}^{1} d\zeta \int_{\zeta}^{1} d\xi &= 1 \\ 2. <\xi >= \int_{k}^{1} d\zeta \int_{\zeta}^{1} \xi P(\xi,\zeta) d\xi &= \frac{k+2}{3} \\ <\zeta >= \int_{k}^{1} d\zeta \int_{\zeta}^{1} \zeta P(\xi,\zeta) d\xi &= \frac{2k+1}{3} \end{split}$$



図3:低密度物質への貫入深さ.弾丸が衝突時に受けるダメージ によって貫入孔の形状が異なる[33].同じ弾丸とターゲッ トの組み合わせの場合,横軸は衝突速度と考えてよい.

もう一つは、80年代末から行われている惑星間塵を 出来る限り無傷に捕獲するための探査機搭載用塵捕獲 器の開発と較正実験であり、シートを何枚も重ねたタ ーゲット、発泡物質、エアロジェルなど、全体として 低密度と見なせるターゲットを用いた実験である。10 数年前から一部の小惑星や彗星が非常に低密度である ことが探査などから明らかになり、この種類の実験の 重要度が更に増している。

弾丸の密度が大きい場合でもターゲットの密度が小 さい場合でも、どちらにも共通する貫入孔の大きな特 徴の一つは、孔の入口(衝突点)の径は小さく、深さと 共に増加し、ピークになった後、減少する(つまりク レーターと違って最大径の位置がターゲット表面にな い).また、同じ弾丸とターゲットの組み合わせの場合、 図3のように、衝突速度が大きくなると穴の深さは増 加していく(領域1)が、ある衝突速度でピークになり、 それより大きな衝突速度では減少し(領域2)、更に衝 突速度が大きくなると、ふたたび増加する(領域3).

いくつかのモデルが提案されているが,領域1では 貫入弾丸は衝突時に破壊されず無傷のまま,衝突直後 はターゲット密度の1乗,貫入速度の2乗,弾丸直径 の2乗に比例するような抵抗を受けているとすれば実 験での減速過程と合う.貫入速度が遅くなるとターゲ ットの強度に比例する一定の抵抗を受け最終的に停止 する(e.g.,[31,32]).弾丸の衝突速度が大きくなると衝 突時に弾丸が破壊される.弾丸の最大破片は領域1と 同様の抵抗を受けて減速し貫入孔の深さはこの最大破 片が停止した位置となる.衝突速度が大きくなると弾 丸の最大破片は小さくなり領域2では貫入孔の深さは 衝突速度と共に減少する[31].最大破片が更に小さく なると,最大破片は単独で貫入できず,他の多くの破



図4: 衝突による圧縮・解放と試料にレーザーを直接照射して発 生したプラズマの膨張。

片と共通の衝撃波(バウショック)を形成し貫入する. 破片の集団は貫入と共に弾丸の進入方向と垂直にも広 がり、衝撃波の形状は領域2に比べて半球状に近くな る.つまり、領域3での貫入孔形成過程は通常のクレ ーター形成に近づき、最終形状も貫入孔から通常のク レーターになる。衝突速度が上がれば貫入孔の深さ、 すなわちクレーターの深さは増大する。つまり、領域 1から3は弾丸がターゲット表面に衝突した時の状態 (無傷=1,最大破片=2,球対称衝撃波=3)によって ターゲットの破壊過程が異なる[33].

発泡スチロールに対しては領域1と2での貫入孔の 最大径は密度比に依存せず, 弾丸直径に比例し衝突速 度とともに増加(ほぼ比例)する. エアロジェルに対す る高速カメラによる貫入孔の形成過程の時間分解観測 により、形成中の貫入孔の最大径の位置は衝突点から 直線的に(弾丸の進行方向に対してほぼ一定の角度 で)移動していくことが観測されている[30]. 弾丸が 衝突した時に発生した衝撃波の強さは弾丸の進入方向 からの角度 θ に対して依存性(圧力分布) $b_0(\theta)$ を持 っていると考えられるので(たとえば $p_0(0) \sim \rho_t V_0^2$) 他方、 $p_0(\pi/2) \sim 0$)、衝突点での初期圧力分布 $p_0(\theta)$ $\varepsilon \sim \rho_t V_0^2 (\cos \theta)^n (n \iota 衝撃波の集中度を表す定数) と$ しよう. ある θ 方向の衝撃波は初期圧力 $p_0(\theta)$ から, ターゲット物質を破壊しながら進み、減衰する、圧力 がターゲット強度 Y程度になるまで破壊が起こるの で、減衰率をαとすると破壊される距離rはY~ $\rho_{t}V_{0}^{2}(\cos\theta)^{n}(r/Dp)^{-a} \downarrow b r \sim Dp(\rho_{t}V_{0}^{2}(\cos\theta)^{n}/Y)^{1/a}$ $\sim Dp(V_0/C)^{2/a}(\cos\theta)^{n/a}$,ここでターゲット物質の 音速*C*を使って $Y \sim \rho_t C^2$ とした. rは密度比に依らず、 Dpに比例, V₀の増加関数である.

クレーターと貫入孔形成過程の関連を更に議論する

ためには空隙率の高い石膏のようなエアロジェルと岩 石の中間的な物質を使って弾丸の貫入過程や最大径の 形成過程を調べ[34],衝撃波減衰率αの圧力依存性や nの衝突条件や物質依存性などをより詳細に考慮する 必要がある.

また,弾丸通過後の温度が高いと,その後,貫入孔 壁面の溶融・蒸発が起こり貫入孔の径が広がることも 起こりえる.エアロジェルの衝突でも衝突点付近では 可視の自発光が観測されており数千度になっていてタ ーゲットの溶融・貫入孔の拡大も起こっているかもし れない.探査機搭載の塵捕獲器においても温度は塵へ の影響(変成)という意味で重要であるので,今後はタ ーゲット中の温度分布の時間変化なども調べる必要が あるだろう.

3. 蒸発

80年代には衝突による蒸発現象が惑星集積後期か ら末期の惑星・衛星において重要な役割を果たしたと いう説が多く出てきた(e.g., 大気の起源, ジャイアン トインパクト, 大気のはぎ取り, 蒸気による固体破片 の加速(SNC隕石), コンドリュール, 月の石の残留 磁気, など). 1990年頃から, 衝突蒸発に関する実験 的研究が盛んに行われるようになった. 実験方法とし て現在までに主に三つの流れがある:1. 二段式軽ガ ス銃による衝突蒸発実験, 2. パルスレーザーを試料 に直接照射して蒸発させる実験, 3. パルスレーザー により加速された飛翔体を用いる衝突蒸発実験. それ ぞれの長所と短所を以下で簡単に紹介する.

3.1 二段式軽ガス銃による衝突蒸発実験

60年代に始まったクレーター形成実験以来,惑星 科学で主に使われてきた二段式軽ガス銃は,飛翔体の 速度が秒速10 km以下であり,このような衝突速度で は蒸発しないとされている珪酸塩岩の衝突蒸発実験は ほとんど行われていない.また,加速のための火薬燃 焼ガスが発生した気体や試料を汚染してしまうため, Ahrensのグループによって行われてきた蛇紋岩や炭 酸塩岩のような比較的低衝突速度で脱ガスする試料を 使った実験(e.g.,[35,36])では,試料を堅牢なカプセル 中に設置し,その閉鎖された環境の外側から衝撃波を 伝播させて高圧状態にしてその後回収・分析を行って いた.

90年代に入り, 秒速数kmでも十分に蒸発するプラ スチックや炭酸塩岩などを用いて開放系での衝突蒸発 現象が日本やアメリカのグループを中心として実験的 に調べられるようになった[37-39とそこで引用されて いる文献]. そこでは, 高時間分解能の高速カメラや 分光器による撮像・分光計測によって燃焼ガスの影響 を受ける前の蒸気雲を観測しており, 衝突により発生 したガス雲の膨張速度, 形状, 組成, 温度など, 衝突 蒸発現象における基本的な物理・化学量が調べられて いる.

3.2 レーザー直接照射による岩石蒸発実験

市販されているある程度高出力のレーザー光をレン ズなどにより集光すれば比較的容易に珪酸塩岩蒸気を 発生させることが出来る.80年代末から珪酸塩岩試 料にレーザーを直接照射し発生した珪酸塩岩蒸気の組 成などが調べられている(e.g., [40]とそこで引用され ている文献).

問題は、発生した珪酸塩蒸気がどのような衝突条件 に対応しているのかという点である.一般に、衝突で は物質は衝撃波により圧縮されHugoniot状態方程式 上の状態になる(図4の●). 衝撃波通過によるエント ロピー増加が大きければ希薄波によって高圧状態から 解放され断熱的に膨張した後,気体となる.低強度の レーザーを試料に照射する場合は単に試料をレーザー で暖めて蒸発させる状況である. ある程度強度が高く なると、レーザーの前半部分によって試料表面が(波 長程度の厚さ)蒸発し、出てきた蒸気(プラズマ)中の 自由電子の密度がある一定以上であると、その電子が レーザーの後半部分を吸収(逆制動輻射)してプラズマ は高温高圧になる(図4の○)(レーザーが超高出力の とき、 プラズマの圧力によって試料中に衝撃波が発生 し、それによって試料が圧縮され蒸発する場合もある が. ここではそのような場合は考えない;この衝撃波 を利用して試料の高圧状態を測定する実験も行われて いる(後述)). 膨張するプラズマの熱力学的状態(たと えば図4の♥)を知ることが出来れば、(断熱膨張を仮 定すれば)同じエントロピーを持つHugoniot状態方程 式(EOS)上の点(●)を決めることが出来る. Hugoniot EOS上の点は衝突速度と一対一対応するので、レー ザー照射で得られた珪酸塩蒸気がどのような衝突条件

に対応しているのかを推定できる. 玄武岩をエネルギ ー~100 mJ, パルス幅~10 nsのパルスレーザーで蒸 発させた場合には, 秒速100 kmを越える衝突速度に 対応していた[41]. このようにレーザーエネルギーま たは強度に対応する衝突条件はプラズマによる吸収が 起こるかどうかによって大きく異なる. プラズマへの 吸収はレーザー強度だけでなく, パルス幅や波形, 波 長, 試料にも依存するが, 市販のレーザーはパルス幅 や波形・波長が容易に変えられず, 望む衝突条件での 珪酸塩蒸気を得ることは難しい場合が多い.

3.3 レーザー銃

レーザーを用いて平板飛翔体を加速する研究は70 年代から慣性核融合の分野で行われてきた.レーザー を飛翔体に接着した燃料(アブレーター)または飛翔体 に直接照射し,高温・高圧プラズマを発生させ,それ が膨張する際の反作用で飛翔体を加速する.以下では この方法による飛翔体の加速装置をレーザー銃と呼ぶ. レーザー光は真空チャンバー内にレンズや窓を通して 入射する.加速された飛翔体は同じチャンバー内のタ ーゲットに直接衝突させることが出来る.つまり衝突 実験は開放系で行うことが出来る.また,アブレータ ーや飛翔体の材質を調整することで発生した気体を汚 染することなく測定することも可能となる.さらに, レーザーのエネルギーを十分大きくすれば秒速10 km 以上への加速できるため珪酸塩岩の衝突蒸発実験が可 能である.

(1) 小型レーザー銃による衝突蒸発実験

市販されているエネルギー最大~50 JのNd: YAG - ガラスレーザーを使って金属平板飛翔体を秒速10 kmまで加速できるレーザー銃が開発されている.二 段式軽ガス銃での衝突脱ガス実験に対応する実験が開 放系で可能となり、炭酸塩岩や氷などを使った実験が 行われている(e.g., [42-46]).閉鎖系,カプセルの破壊 を防ぐため低速度,衝撃波の繰り返し反射,などの複 雑で限定的な条件でおこなわれてきた従来の脱ガス実 験に比べて天然に近い状況での実験が可能となった.

(2) 大型レーザー銃による衝突実験

核融合用超高出力レーザー(GXII)を使って. 直径 100 µmのアルミニウム弾丸飛翔体が秒速60 km, タ ンタル平板(直径800 µm, 厚さ50 µm)飛翔体が秒速 30 kmまで加速されている[47, 48]. これらの飛翔体を 使って秒速10 km以上での衝突実験が行われ,クレー ター形成,放出破片[49],衝撃圧縮状態の状態方程式・ 開放過程の熱力学状態[50],最終生成物の組成[9],な どが調べられている.

弾丸飛翔体の場合,超高出力レーザーによる実験で はレーザーエネルギーから飛翔体の運動エネルギーへ の変換効率は0.1%以下であり,平板飛翔体の場合に 比べて1桁程小さい(平板の方が加速プラズマの膨張 が1次元的であるため効率が良い).平板飛翔体の場合, ~50 Jのレーザーでも薄い飛翔体を使って秒速10 km に迫る加速が実現できているが,弾丸飛翔体の場合, 現在の方法ではサイズを小さくすると集光ビーム径の 限界や集光精度,弾丸曲率などによってさらに変換効 率は悪くなると予想される.したがって,飛翔体サイ ズを小さくしたとしてもエネルギーの低い市販のレー ザーで弾丸飛翔体を秒速10 kmを越える速度に加速 することは現状では難しそうである.

現状のレーザー銃の問題の一つは、平板でも弾丸で も飛翔体が加速時に破壊され長距離飛行させるとばら ばらになることがあるため弾丸の初期位置とターゲッ トまでの距離を数mm程度以下に接近させなければな らない点である(~1 mm以下では原形が保たれてい ることは確認されている[47, 48]). 衝撃圧縮状態や開 放過程の熱力学状態の測定など,精度の良い一様な高 圧力状態が必要となる場合には、飛翔体を使わずに高 出力レーザーを試料に直接貼り付けた燃料に照射して 試料中に衝撃波を通過させ、その衝撃波で圧縮された 試料の状態を測定するという方法も採られている (e.g., [51, 52]). ただし、きれいな衝撃波を発生させる ためには強度が大きいだけでなく、レーザーの時間・ 空間波形が成型されていなければならず市販のレーザ ーでは難しい.

現在,日本は世界有数の二段式軽ガス銃保有国であ る.各施設ではそれぞれ特徴をもった実験条件やその 条件に適合した観測機器を有しており,対応できる研 究テーマは多種多様である.加速技術はほぼ完成して おり定常運転が可能である.他方,大型の超高出力レ ーザーは特殊な装置であるためマシンタイムが少ない ことも問題点の一つとなる.したがって,衝突実験に おいてレーザー銃は二段式軽ガス銃に取って代わる存 在というよりも相補的な役割を担っており,今後はそ れぞれの特長を活かした使い方が必要となる.

4. おわりに

今後,探査や観測が進むと,ますます太陽系での衝 突過程を室内衝突実験との比較をとおして議論する機 会が増え,これまで実験室では想定していなかったよ うなパラメーターでの衝突現象も扱う必要が出てくる だろう.またDeep Impact探査や,はやぶさ2での SCI衝突のようにこれまで実験室では難しかった条件 での実験も行われはじめており,従来のスケーリング 則の検証や改良が出来るようになる.探査の結果も含 め実験をとおして物理・化学的に未解明の部分が多い 衝突現象そのものへの理解を深めることが,実際に太 陽系の歴史の中で起こった衝突の役割のより精密な解 明につながると期待される.

謝 辞

機会を与えていただいた長谷川直氏,また,内容(特 に破壊の章)について議論していただいた谷川享行氏 と水谷仁氏,さらに,有益なコメントをいただいた査 読者の荒川政彦氏,に感謝します.

参考文献

- [1] Sugita, S. et al., 2005, Science 310, 274.
- [2] Fujiwara, A. et al., 2006, Science 312, 1330.
- [3] Kadono, T. et al., 2007, ApJL 661, L89.
- [4] Nakamura, A.M. et al., 2008, EPS 60, 7.
- [5] Michikami, T. et al., 2008, EPS 60, 13.
- [6] Michikami, T. et al., 2010, Icarus 207, 277.
- [7] Tsuchiyama, A. et al., 2011, Science 333, 1125.
- [8] Nakamura, E. et al., 2012, Proc. Nat. Acad. Sci. 109, E624.
- [9] Ohno, S. et al., 2014, Nature Geosci. 7, 279.
- [10] 荒川 政彦, 他, 2013, 遊星人 22, 152.
- [11] Fujiwara, A. et al., 1989, in Asteroids II (Univ. of Arizona Press, Tucson), 240.
- [12] Takagi, Y. et al., 1984, Icarus 59, 462.
- [13] Fujiwara, A. et al., 1977, Icarus 31, 277.
- [14] Mizutani, H. et al., 1990, Icarus 87, 307.
- [15] Astrom, J.A., 2006, Adv. Phys. 55, 247.
- [16] Kadono, T. & Arakawa, M., 2002, Phys. Rev. E 65,

035107.

- [17] Kadono, T., 1997, Phys. Rev. Lett. 78, 1444.
- [18] Mott, N. F., 1945, Proc. R. Soc. London A 189, 300.
- [19] Grady, D. E. and Kipp, M. E., 1985, J. Appl. Phys. 58, 1210.
- [20] Kadono, T., 1997, Jpn. J. Appl. Phys. 36, L1221.
- [21] Kadono, T. and Arakawa, M., 2005, Icarus 273, 295.
- [22] Kadono, T. et al., 2008, Icarus 197, 621.
- [23] Nakamura, A. and Fujiwara, A., 1991, Icarus 92, 132.
- [24] Arakawa, M. et al., 1995, Icarus 118, 341.
- [25] Kadono, T. et al., 2005, Phys. Rev. E 72, 045106.
- [26] Fujiwara, A. and Tsukamoto, A., 1981, Icarus 48, 329.
- [27] Kadono, T. et al., 2009, Icarus 200 694.
- [28] Fujiwara, A. et al., 1978, Nature 272, 602.
- [29] Capaccioni, F. et al., 1986, Icarus 66, 487.
- [30] Kadono, T. et al., 2012, Icarus 221 587.
- [31] Kadono, T., 1999, PSS 47, 305.
- [32] Niimi, R. et al., 2011, Icarus 211, 986.
- [33] Kadono, T. and Fujiwara, A., 2005, Int. J. Impact Eng. 31, 1309.
- [34] Yasui, M. et al., 2012, Icarus 221, 646.
- [35] Lange, M. A. and Ahrens, T. J., 1982, Proc. 13-th LPSC, JGR 87, A451.
- [36] Lange, M. A. and Ahrens, T. J., 1986, EPSL 77, 409.
- [37] Kadono, T. et al., 1993, GRL 20 1595.
- [38] Kadono, T. and Fujiwara, A., 1996, JGR 101, 26097.
- [39] Sugita, S. et al., 1998, JGR 103, 19,427.
- [40] Ohno, S. et al., 2004, EPSL 218, 347.
- [41] Kadono, T. et al., 2002, GRL 29, 1979.
- [42] Ohno, S. et al., 2008, GRL 35, L13202.
- [43] Kawaragi, K. et al., 2009, EPSL 282, 56.
- [44] Fukuzaki, S. et al., 2010, Icarus 209, 715.
- [45] Sekine, Y. et al., 2011, Nature Geosci. 4, 359.
- [46] Sekine, Y. et al., 2014, Icarus 243, 39.
- [47] Kadono, T. et al., 2010, JGR 115, E04003.
- [48] Kadono, T. et al., 2012, in the Proc 17th SCCM (AIP Conference Proc. 1426), 847.
- [49] Takasawa, S. et al., 2011, ApJL 733, L39.
- [50] Kurosawa, K. et al., 2010, GRL 37, L23203.
- [51] Sano, T. et al., 2011, Phys. Rev. B, 83, 054117.
- [52] Kurosawa, K. et al., 2012, JGR 117, E04007.

特集「日本における衝突研究の軌跡」 氷衝突実験の展開

荒川 政彦¹, 保井 みなみ¹

2015年5月11日受領, 査読を経て2015年7月8日受理.

(要旨) 1990年から,北海道大学低温科学研究所において,大型低温室に設置した衝突装置により氷の衝突 実験が始まった.20年に渡り行われた実験は,氷の衝突クレーターや衝突破壊強度を研究するための基礎 データを提供し,水谷スケール則やπスケール則などの衝突モデルの検証と改良に大きく貢献してきた. 両方のスケール則が論拠としている終段階等価性にまで踏み込んだ研究を行うため,衝撃波の伝播過程を衝 撃波の可視化及び衝撃圧力のその場観察により研究した.そしてこの実験は,スケール則に対する空隙率や 力学強度等の影響を調べる方向へと展開した.今後は,最近導入された6km/sを超える衝突装置や最新の 観測機器を生かした研究が期待される.

1. 氷天体と衝突過程

1.1 外惑星探査と氷衛星観測

1980年代にアメリカの惑星探査機Voyager 1.2の 活躍により、外惑星の氷衛星に関する知見集積が進ん だ、氷衛星の表面は、他の固体惑星と同様に衝突クレ ーターで覆われていることがわかったが、潮汐加熱が 原因とされる衛星の内部活動に応じたクレーターの緩 和や再表面化により、その数密度は天体毎に大きく異 なっていた.一方、氷衛星の表面反射スペクトル観測 から、その表層が主にH2O氷と珪酸塩鉱物の混合物 で構成されることが明らかになり、岩石より遙かに融 点の低い氷が地殻を構成していることが、氷衛星の高 い活動度の重要な原因であることがわかった。この 1980年代後半から本格的に始まった氷天体の観測は、 21世紀に入ってますます進展を見せている。Vovager 以後, Galileoによる木星探査, Cassiniによる土星探査, 幾つかの彗星核探査

現在まさに目的地に到着した New Horizonsによる冥王星探査等々,着実に太陽系 氷天体の探査は進んでいるように見える. また. 小惑 星 Vesta を 探査 し 終わった Dawn は. 現在 小惑星

Ceresの観測を開始しているが、この小惑星帯最大の 天体の地殻も氷でできている可能性が高い.新たにも たらされる氷天体の観測は、常にその天体の起源・進 化、現在のダイナミクスを読み解く手がかりを与えて くれるが、その中でも衝突クレーターから読み解く情 報は研究の鍵となることが多い.それは、衝突クレー ターがほとんどの天体において地質構造を形成する主 たるユニットであるからだが、それだけではなく、衝 突クレーター自身が氷地殻や衝突体に関する様々な情 報を提供できるからである.

クレーター年代学は、地表面におけるクレーターの サイズ頻度分布から地質ユニットの年代を決めるが、 絶対年代が決まっている月のクレーター年代学モデル を他天体へ拡張するためには、応用する天体独自の環 境を考慮する必要がある。例えば、木星のガリレオ衛 星では、月と比べて衝突してくる小惑星のフラックス がどの程度異なるのか、また、その衝突速度は月の場 合と大きく異なるのか、また、その衝突速度は月の場 合と大きく異なるのか、さらに、氷地殻に形成される クレーターは、月のような岩石地殻とでは違いがある のか、等々である。このような背景のもと、1980年 代から世界の幾つかの研究室で、氷地殻に形成される 衝突クレーターの実験が開始された。日本でも当時名 古屋大学に在籍していた水谷氏を中心としたグループ が氷の衝突実験を系統的に行い、それまで独自に展開

^{1.} 神戸大学大学院理学研究科

masahiko.arakawa@penguin.kobe-u.ac.jp

してきた衝突スケール則の氷への応用を試みていた [1].

1.2 惑星形成論と衝突実験

一方、理論や隕石分析が先導していた太陽系形成過 程の研究は、1980年代になると数値シミュレーショ ンや室内実験などが研究に参画するようになった. そ の中で室内実験を行うグループが目をつけたのが、微 惑星の衝突集積過程である、現在まで、微惑星仮説の 検証は理論や実験からの様々なアプローチにより展開 しているが、当時は、微惑星の存在は仮定した上で、 その微惑星が衝突により合体・成長する条件を実験的 に調べることを主眼に置いていた.この実験は、通常 よく衝突破壊実験と言われたが、合体・成長を調べる ためにどうして破壊実験をするのかとよく聞かれた. 特に、1970年代には、小惑星の起源と関連した衝突 破壊実験が、当時京都大学に在籍した藤原氏により行 われて大きな成果を挙げていたこともあり、微惑星と いう仮想天体の衝突現象について再現実験を行うこと の科学的意義について説明に苦慮したことを思い出す. 微惑星に対するイメージは、京都モデルの重力不安定 説に基づく砂玉から, 隕石母天体からイメージされる オニオンシェルモデルのような熱進化した小天体まで 様々であった。現在では、ダストの付着成長に関する 数値モデルやダストアグリゲイトの衝突成長に関する 理解が進み、より具体的な微惑星のイメージを持つこ とが可能にはなったが、そのダストアグリゲイト微惑 星が、小惑星や隕石母天体など、現在観測される小天 体へと進化した道筋を再現するまでには至っていない. 今後、この両者を結びつける研究が進むと微惑星の実 像に対する理解が深まるのではないかと思う、前置き が長くなったが、1980年代から惑星形成過程におけ る微惑星衝突を模擬した実験が、当時東京大学に在籍 した松井氏や名古屋大学の水谷氏、川上氏、高木氏ら によって開始された[2.3]. これら黎明期の実験では、 実体のわからない微惑星を正確に模擬することにはこ だわらず、衝突破壊という物理現象の理解に重点をお いた研究がなされた、そして、すでに先行していた藤 原らの実験を追いかけるように玄武岩を用いた衝突破 壊実験が精力的に行われた. 松井, 水谷らは微惑星同 士の衝突を想定していたので、衝突速度は最大でも数 100 m/s程度で充分であろうと考えていた. 藤原らの

実験が小惑星帯での相互衝突を想定した3~4 km/sで あったので、約1/10の速度での実験であった.この 衝突速度の差が、衝突破壊に対してどのような影響を 及ぼすかは興味ある点であり、実際にいくつかの影響 が見られた.衝突速度依存性以外にも、幾つかの衝突 条件に対する影響を調べることにより、水谷らは、す でに衝突クレーターの形成過程に対して提案していた 理論を衝突破壊に対しても応用することを考えた.こ の時提案された衝突破壊の理論が、水谷スケール則と 呼ばれるものである[4].

今回紹介する一連の氷の衝突実験は、上述のような 研究の流れで行われてきたものである。我々のグルー プが行ってきた研究の背景には、水谷らによって提案 された水谷スケール則とその理論が拠り所とした Late-stage equivalenceという衝撃波の伝播・減衰に 関する性質がある。我々は、氷の衝突実験を通して、 これらの理論・経験則を検証・改良していくと伴に、 惑星探査の新しい時代の象徴となった氷衛星の研究を 進めることを目標としていた。

2. 氷-氷衝突実験

2.1 衝突クレーター

氷標的を用いた氷の衝突実験は、我々のグループが 開始する以前から行われていた。ただ、この頃定番で あった実験後の試料回収に関してはどの実験にも問題 があった、それは、衝突破片をすべて融かさずに回収 することができなかったのである. さらに、氷衛星環 境下で想定される衝突現象は、氷天体の地殻に氷天体 が衝突するという同じ物質同士の衝突であるが、氷の 弾丸を加速するのは困難であるため、通常はアルミニ ウムやポリカーボネートなど、砂や岩石の実験で用い ていたものを流用していた. 我々は、これらの困難を 解決するため、北海道大学低温科学研究所の大型低温 室内に衝突実験装置を設置し、すべての実験・解析を -10℃以下の氷点下で行うことにした. その結果, 氷 弾丸を用いた衝突実験が可能となり、実験後の衝突破 片もほぼすべて消失することなく回収することができ た、当時、名古屋大学に在籍していた加藤氏を中心に 北海道大学との共同研究として約10年間、このプロ ジェクトは続くことになる.



図1: 氷上に形成されるクレーターの断面図.(a)は高速の氷弾丸 で形成されたもの,(b)は低速の氷弾丸で形成されたもの, (c)はポリカーボネート弾丸,(d),(e),(f)はアルミニウム 弾丸で形成されたもので,順に衝突速度が大きくなってい る,(g)は玄武岩弾丸で形成されたもの.文献[5]の図3より 改訂.

Kato et al. (1995) [5] と Iijima et al. (1995) [6] は、氷-氷衝突実験において衝突クレーターの形態やサイズを 系統的に調べた最初の実験である。Kato et al.では、 衝突速度100~800 m/sにおいて、氷に限らずポリカ ーボネート,アルミニウム,玄武岩などの弾丸を用い てクレーター形成実験を行った. 弾丸サイズは直径 15mm, 高さ10 mmもあるので, 最高衝突速度とも なると50 cm サイズの氷標的を準備しないと標的自体 が破壊してしまう. そこで製氷店から1m以上の大き な氷を購入し、弾丸の運動エネルギーが大きな場合で も標的を破壊することなく、クレーター孔を観察でき るように準備した.図1に氷標的上に形成されたクレ ーターの形態を示す。弾丸が氷の場合。衝突速度と伴 にクレーター孔は大きくなり、また、その形態も台地 型(隆起)からピット型へと極端に変化することがわか る. 一方, ポリカーボネート, アルミニウム, そして 玄武岩の場合、衝突速度と伴にクレーター孔が大きく なる性質は変わらないが、氷弾丸の場合のようにクレ ーター孔の中心に深いピットができるようなことはな く、中央丘、もしくは平底を持つようなお椀型クレー ターが形成された.氷は透明であるため、クレーター 孔の周囲に形成されたクラックの様子も容易に観察可



図2:実験後回収された氷クレーターの断面写真、文献[5]の図4a を改変。



図3: クレーター直下の白濁部分の薄片写真. 文献[15]図3bを改変.

能である.図2に見られるように衝突孔の周囲は真っ 白で、大小様々なサイズのクラックが発生しているこ とがわかる.そしてこのクラックは衝突点を中心にし てほぼ半円形に広がっており、衝突時に発生した応力 に関係して形成したことが推測される.特に衝突点直 下の領域を薄片にして観察すると、図3のように綺麗 に並んだ剪断クラックを見ることができる.このよう にクレーターに付随するクラックは、その領域の強度 を下げており、その点に注目した研究も後に保井ら [7]により行われた.それについては後ほど触れるこ とにする.

加藤らの実験で、クレーターのスケール則で一番よ く使われる計測量であるクレーター直径やその体積の データが数多く得られた.図4にクレーター体積と弾 丸の運動エネルギーの関係を示す.氷弾丸の場合、ピ ット型クレーターが現れるエネルギーでクレーター形 成効率が大きく変化することがわかる.すなわち、 100 J付近よりもエネルギーが大きい場合、エネルギ



図4: クレーター体積と弾丸の運動エネルギーの関係.玄武岩の データは, Moore et al.(1963)による[29].文献 [5]図6を改 変.





ーの増加に伴うクレーター体積の増加率が100 J以下 よりもかなり大きくなっている.一方,他の弾丸の結 果と比較すると,100 J以上の氷弾丸の結果は,ポリ カーボネート,玄武岩,アルミニウムなどの結果と比 較的良く一致しているように見える.このような衝突 速度や弾丸種類による依存性を考慮するために,終段 階有効エネルギー(*I*)という量が水谷らにより提案さ れている.このエネルギーは,衝突点圧力(*P*₀)と等圧 核の体積(*V*_{eq})の積で表されるものであり,実際にク レーターを作るにあたって有効に働いたエネルギーを 見積もったものである.終段階有効エネルギーは,衝 突点圧力の項に衝突速度依存性や衝突体や標的の物性 依存性が含まれることになっている.図5にこの終段



図5: クレーター体積と弾丸の終段階有効エネルギーの関係.文 献[5]図8を改変.



図7: エネルギー密度と規格化最大破片の関係.文献[5]図11を改 変.

階有効エネルギーで図4のデータを書き直したものを 示す. この様に10³ J付近では弾丸に関係なくデータ が良く一致していることがわかるが,やはりクレータ ーの形態が大きく異なる700 J以下の氷弾丸の結果は, 他のデータから系統的に下側にずれることとなった.

一方,Shrine(2002)[8]は、1 km/s以上の高速度で 氷標的上へのクレーター形成実験を行い、実験から得 られたクレーター体積と加藤らの結果を,終段階有効 エネルギーを用いて比較している.彼らの結果と比較 した図6を見ると、両者のデータは全く整合性がとれ ておらず、この終段階有効エネルギーに問題があるこ とがわかった.つまり、水谷らが提案した終段階有効 エネルギーでは、衝突速度や弾丸サイズを一桁変化さ



せた実験結果を整合的に説明することができないので ある。砂などの強度を持たない物質については、実験 室でもかなり広い速度範囲で再現性の良い実験が可能 であり、実験結果は、理論的に予測されるクレーター 直径と弾丸エネルギーの関係から大きくずれることは 少ない、一方、氷の様に強度を持つ標的の場合、クレ ーターの形成には、標的表面での引っ張り応力により 生ずるスポール破壊や、衝突点直下での圧縮応力によ り生ずる剪断破壊などが必要である。すなわち、発生 した衝突圧力が、どの範囲までどのような大きさで伝 播したかが、クレーターのサイズを決める鍵となる. 水谷らの理論は、衝撃波の伝播・減衰を考慮したモデ ルにはなっていたが、衝撃圧力の減衰過程や等圧核の サイズなどに関しては、いくつかの簡単な仮定をして いた.一方、実際の衝突により発生する衝撃波の伝播 過程は複雑であり、衝撃波により発生した応力場で起 こる破壊現象はさらに複雑である.氷のクレーター形 成実験の結果について、水谷スケール則の範疇でこの 不一致を解決するためには、クレーター形成の素過程 である衝撃波の発生や伝播に関する研究が必要である.

2.2 衝突破壊実験

低温室を用いて行った衝突実験としては、クレータ ー形成実験の他に衝突破壊実験がある.この実験は、 微惑星衝突を模擬して行われた玄武岩等の岩石の実験 結果と比較するために行われたものであり、水谷らに より提案された衝突破壊モデル(水谷スケール則)を検 証するための実験でもあった.Kato et al.(1995)[5]で



図9:エネルギー密度と規格化最大破片の関係.文系[10]図2を改 変.

は氷と氷の衝突実験を行い、かなり広い弾丸・標的質 量比(0.001-0.01)と衝突速度範囲(80-850 m/s)で 衝突最大破片の質量計測を行った。最大衝突破片の質 量は、衝突時のエネルギー密度(Q)との相関をとるこ とによって、衝突破壊現象で最も基礎的な量である衝 突破壊強度を求めるのに使われる. なお. エネルギー 密度とは、弾丸の運動エネルギーを標的の質量で割っ た値であり、その単位は1/kgである、衝突破壊強度は、 図7で表されるようなデータを内挿することにより. 規格化最大破片質量が0.5となる時のエネルギー密度 として定義される.規格化最大破片質量とは、衝突前 の標的質量で規格化した最大破片質量のことである. この実験で得られた氷の衝突破壊強度は, Lange and Ahrens(1987)[9]とほぼ一致しているが、詳しく見ると、 用いる弾丸の種類により70-100 J/kgの間で変化し ているように見える.同じ標的であっても弾丸の種類 により強度が異なってしまうのは、衝突破壊強度とし てエネルギー密度を用いることに問題があるためであ る.

この実験で氷の衝突破壊強度は、玄武岩より10倍 以上小さいことが改めて確認された.一方、弾丸によ って衝突破壊強度が異なる問題は、水谷らが提案する 無次元衝突応力(P₁)を用いるとほぼ解消することがで きる[4].P₁とは、標的上の衝突点の反対点付近で発 生する衝突応力と標的強度の比で表される量であり、 水谷らのモデルでは、終段階有効エネルギー(I)の距 離減衰を物質強度で規格化して記述している.また、 等圧核の体積を弾丸体積で近似し、距離減衰率を距離



図10:無次元衝突応力と規格化最大破片の関係.文献[10]図8を改 変.

の-3乗と仮定することで,無次元衝突応力は,衝突 点圧力と弾丸・標的体積比(v_p/V_t),それに物質強度 (Y)を用いて以下のような式で表される.

$$P_{\rm I} = \left(\frac{I}{L_{\rm s}^{-3}}\right)/Y \approx P_0/Y(v_{\rm p}/V_{\rm t}) \tag{1}$$

なお、P₀は衝突点圧力、L_tは標的サイズである.こ の式を用いて図7を整理し直すと図8のようになり、 弾丸に依存することなく無次元衝突応力が一つに決ま ることがわかる.

Arakawa et al.(1995)[10]では、この衝突破壊強度 を弾丸・標的質量比と衝突速度の両方を系統的に変え た実験から再度求めている.この実験では弾丸には氷 しか使用していないのでKato et al.(1995)のような衝 突破壊強度に対する弾丸依存性は表れないはずである. 実験の結果、弾丸・標的質量比毎にエネルギー密度と 規格化最大破片質量の関係が分離することがわかった (図9). これは、弾丸・標的質量比が異なると衝突破 壊強度が変化することを示しているが. Kato et al.(1995)でも見られた弾丸依存性のように、無次元衝 突応力を用いて表すと消えてしまう見かけの依存性か もしれない。そこで無次元衝突応力を用いて図9の関 係を見直すと、更にデータ間の分離が大きくなってし まった. この原因を確認するために衝突破壊の様子を 高速カメラで撮影し,標的の反対点から飛び出す破片 の速度を計測した、反対点速度は、衝撃波により加速 された粒子速度(un)のほぼ2倍となることが知られて いるので、カタストロフィックに破壊された破片の速 度を計測することにより、反対点付近での粒子速度を



図11: 氷の衝突破片の積算個数分布. サイズ50-100mmの立方体 氷への実験結果. 衝突速度は約3.9km/s. 文献[11]図8から改 変.

見積もることができる.この粒子速度が,標的のバル ク音速よりも充分に遅い場合には,以下の式を用いて 反対点での衝撃圧力(*P_r*)を見積もることができる.

$$P_{\rm r} = \rho_0 C_0 u_{\rm p} \tag{2}$$

ここで *p*₀, *C*₀は, 氷の密度とバルク音速である.こ の反対点速度から見積もった衝撃圧力を用いて計算し た無次元衝突応力と,式(1)から計算した値を比較す ると大きく異なることがわかった.これは,式(1)で 仮定した衝撃圧力の距離減衰率に問題があるためと推 測されるので,式(2)から見積もった無次元衝突応力 を再現するような距離減衰率をそれぞれの実験結果か ら計算してみた.その結果,圧力の距離減衰率は,弾 丸・標的質量比が小さくなると-3乗から-2乗に変 化し,これは標的が大きな場合には衝撃圧力は減衰し にくくなっていることを意味する.この距離減衰率を 補正した無次元衝突応力を用いて規格化最大破片質量 のデータを再整理すると,弾丸・標的質量比によらな い関係を持つことがわかった(図10).

2.3 衝突破片のサイズ頻度分布

衝撃圧力の距離減衰率が弾丸・標的質量比に依存す ることを示したArakawa et al.(1995)は、衝突速度の 最大値が500 m/s、弾丸・標的質量比の最小値が3× 10³であった、Arakawa(1999)[11]では、実験範囲を 格段に広げた衝突環境で、衝撃圧力の距離依存性をさ らに広い範囲で調べる実験を行った、衝突速度を2-4 km/s、弾丸・標的質量比を5×10⁵~2×10³の範囲で、



図12: 衝突点から異なる距離で計測した衝撃圧力の波形. 文献 [14]図1bから改変.

氷標的に対する衝突破壊実験を行い.反対点速度と衝 突破片の質量やサイズ頻度分布の計測を行った. その 結果、反対点速度から推定した衝撃圧力の距離減衰率 は、弾丸・標的質量比に関わらずほぼ一定で、その値 は約-2となった. この実験結果はArakawa et al.(1995)の延長線上にあり、質量比が5×10³以下で は距離減衰率は-2程度となることが確認された.こ の実験もすべて低温室内で行われているので、実験後 の衝突破片を回収してそのサイズ頻度分布も計測して いる. 破片の積算個数(N)と衝突破片サイズ(m/M) で表した積算個数分布の特徴を調べると、これまでに 玄武岩等の岩石でも報告されていたように、小破片領 域では $N=N_0(m/M_t)^{-b}$ で表されるべき乗の関係にある ことが確認された(図11).なお、bは0.64となり、こ れまでに玄武岩の衝突破片について計測された代表値 である2/3と近い値となった.

Arakawa (1999)では4 km/s程度の衝突速度で7 mg のナイロン弾丸を用いた衝突実験を行ったが, Arakawa et al. (1995)で用いた標的と同じ氷試料を用 いて実験を行っている.そこで両者において5 cmの 氷立方体を用いて衝突実験を行った結果の中から,同 じ最大破片質量を持つ場合の破片の積算個数分布を比 較してみる.なお,Arakawa et al. (1995)では,3.2 g の氷弾丸を250 m/sで衝突させている.2つの積算個 数分布を比較すると両者の実験条件が大きく異なるに もかかわらず(衝突速度は10倍以上,弾丸質量は約 500倍),その分布はほぼ一致することがわかった. この結果は、2つの実験が衝突点近傍では衝撃圧力の 分布は大きく異なるが、衝突破片のほとんどを生成し



図13: 衝撃圧力の伝播距離による減衰. 文献[14]図2から改変.

た遠方においては、2つの標的内にはほぼ同じ圧力分 布が生じていたことを示している可能性が高い.この 事実は、水谷らが終段階有効エネルギーを提案するき っかけとなった Dienes and Walsh (1970) [12]の発見し た終段階等価性が、氷の衝突破壊において成立してい ることを示しているのかもしれない.

話は変わるが、藤原、水谷、松井らの研究から、玄 武岩については衝突破壊の形態が衝突速度によって異 なることが知られている. すなわち. 玄武岩はエネル ギー密度が大きくなりカタストロフィック破壊を起こ すようになるまでの過程が、高速度衝突と低速度衝突 では異なっている.数100 m/sの衝突では、玄武岩の 破壊は衝突点を中心とした縦割れから始まる.一方, 4 km/s程度の衝突では、玄武岩の破壊は反対点付近 が薄く剥がれて飛び出すような破壊(スポール破壊)か ら始まる. この場合. 無傷の大きな破片は試料中心部 から回収されるので、この最大破片の特徴からコア型 破壊と呼ばれている。カタストロフィック破壊を起こ すようになると、両者における破壊形態の差違は見ら れなくなる. Arakawa(1999)は4 km/s以上での実験 を行っているので、玄武岩の場合と同様にコア型破壊 を起こすことが期待されたが、実際には縦割れ破壊が 起きた. この実験では、回収された破片の薄片写真を 撮影しており、最大破片内に発生したクラックの分布 を視認することができる. そのクラック分布を見ても スポール破壊に起因する様なクラックは反対点付近に は全く確認されなかった.

2.4 衝撃圧力の減衰過程と衝突破壊のその場 観測

氷の高速度衝突でなザコア型破壊が起きないのかは 衝撃波の伝播・減衰過程。さらには衝撃波形そのもの を調べないと原因を特定することはできない. また. 水谷スケール則を実際の衝突破壊実験に応用するには. 反対点速度の計測から推定した衝撃圧力の距離減衰率 が必須であることが明らかになってきた。先に述べた クレーター形成実験において、水谷らのモデルでは加 藤らのクレーター実験の結果とShrineらの結果に整 合性がないのは、この衝撃波の伝播過程に対する理解 不足が原因であると指摘したが(図6). 衝突破壊実験 を通してその問題の本質が衝撃圧力の距離減衰率であ ることがわかってきた. そこで, この距離減衰率を直 接的に計測する実験が行われた. Kato et al.(2001) [13]とShirai et al.(2008)[14]は、ピエゾ抵抗ゲージの 一種であるカーボンゲージを用いた衝撃圧力のその場 計測を試みた. Kato et al. とShirai et al. の実験内容の 主な違いは、衝突速度、言い換えれば衝突点圧力の違 いとなる. Kato et al. での衝突点圧力は, 600 MPaと 900 MPaであり、この圧力が距離と伴にどのように減 衰したかをゲージにより測定した。一方, Shirai et al.では衝突点圧力は10-13 GPaであり10-20倍高 い値となる.両方の実験とも氷の衝撃波の測定結果を 見ると、100-300 MPaのユゴニオ弾性限界を示すと 思われる二重衝撃波が観測されることがあった(図 12). 図13に、この二つの実験から得られた衝撃圧力 の距離減衰を表す結果を示す.なお、衝撃圧力(P)は、 衝突点圧力(P₀)で規格化しており、伝播距離(d)は弾 丸半径(r_n)で規格化している.比較のために Arakawa (1999)において、反対点速度から推定した衝突応力の 距離依存性も図13にプロットしている.この図から、 衝 突 点 距 離 が10弾 丸 半 径 を 超 え る と Arakawa (1999)とShirai et al.の結果は良く一致しており、衝 撃圧力は次の式に従って減衰し. その距離減衰率 α は-1.8であることがわかった.

$$P = P_0 \left(d / r_{\rm p} \right)^{\alpha} \tag{3}$$

 一方,10弾丸半径距離以内においては、減衰率は大きく異なる。まず、Kato et al.ではαは0.89となり、遠距離の場合に比べてほぼ1/2の値であった。これは、 衝突点から10弾丸半径距離の間では衝撃圧力の減衰 が極めて小さいことを意味している.ただし、良くこ の図をみてみると等圧核の領域(衝撃圧力が衝突点圧 力と等しい領域)が非常に小さくなっていることに気 づく.通常、等圧核の大きさは弾丸直径程度と言われ ているが、この結果は等圧核が弾丸直径の0.2倍にま で縮小していること示す.従って、圧力の距離減衰率 が小さいと言うよりは、通常は衝突点圧力が広がって いる領域でも、すでに圧力が抜け始めていることを表 していると理解した方が良い.Shirai et al.では、 Kato et al.ほど極端な減衰率の低下は見られないが、 5 - 12弾丸半径距離において、圧力の変化が見られな い定圧力領域が観測された.この領域の圧力は150 MPa程度となっており、氷のユゴニオ弾性限界と近 い値である.この定圧力領域はもしかすると衝撃波の 形状変化により引き起こされたものかもしれない.

2.5 数値シミュレーションとの比較

Shirai et al.では、衝撃波の観測結果を数値シミュ レーションにより再現することも試みている.この数 値モデルでは、1 MPaの見かけの引っ張り強度を導入 することにより、かなり良く衝撃圧力の距離減衰を再 現することに成功している.また、衝撃波形そのもの の再現もある程度成功しており、氷を伝播する衝撃波 を再現するという意味ではかなり信頼性の高いモデル である.このモデルを用いると、ユゴニオ弾性限界以 下まで衝撃圧力が減衰した状態での応力場を計算する ことができる。例えば、Arakawa et al.(2000)[15]で 撮影された氷の衝突破壊に対応する応力場を計算する と、撮影された破壊領域に対応する応力を求めること ができる.この実験では、衝突点から半球状に広がる



図14: 氷中を伝播する衝撃波と拡大する破砕領域の高速撮影画 像. 撮影速度は200万コマ毎秒. Aは衝撃波, Bは側面からの 反射波, Cは破砕領域の先端. 文献[15]図1から改変.

衝撃波やその背面で発生する破壊領域の拡張の様子を 影写真法により撮影した(図14). 3.6 km/sで7 mgの ナイロン弾丸を氷に衝突させた時の様子から、衝突点 から10 mm まではユゴニオ弾性限界(Hugoniot Elastic Limit: HEL)を超えた領域で、その領域は2-3.5 km/sで拡張していくことがわかった. HEL以下 の圧力になっている10-20mmでは剪断破壊を起こ す領域が1.5-2.5 km/sの速度で広がっていくことが 観測された、氷を伝播するクラック一つ一つが進行す る速度は別の実験からせいぜい1 km/sであることが わかっているので、剪断破壊領域の広がる速度は、ク ラックの進行というよりはクラックの発生領域が広が る速度と考えるのが妥当である[16]. 20 mmより遠方 では、剪断破壊領域は見られず、縦割れを引き起こす 放射状のクラックが成長する様子が確認された.この 実験では、反対点から反射する衝撃波も観察されたが、 その反射波によってスポール破壊を引き起こすような クラックの成長は観察されない. すなわち, 反対点付 近でのスポール破壊が起こる前に放射状のクラックが 反対点にまで到達し、縦割れ破壊を起こしているよう に見える、この観察から、氷が高速度衝突でコア型破 壊を起こさない理由は、放射状クラックが成長し易く、 さらにその成長速度が速いことが原因の一つであるこ とがわかった. この観測とShirai et al.の計算結果から, 剪断破壊を起こす領域の衝撃圧力(Y_{shear}:剪断破壊強 度)は38 MPaであり、この圧力に対応する最大剪断 応力は27 MPaとなった. このように氷の衝突では, HELと Y_{shear}の2つの重要な強度が存在し、それぞれ の値は100-300 MPa, 38 MPaである。特にY_{shear}は、 衝突クレーターの形成において重要な強度であると考 えられる.

Shirai et al.では、この氷に対する衝撃波伝播モデ ルを用いて終段階等価性に関する数値実験も行ってい る.実験では、サイズの異なる氷、アルミニウム、ポ リカーボネート弾丸を1-6 km/sで衝突させて氷内 部の衝撃圧力の距離減衰過程を計算した.そして、衝 撃圧力の減衰プロファイルが衝突点から遠方でほぽ一 致するような実験の組み合わせを10個以上探索した. 探し出したプロファイルは、すべてHEL以下の圧力 ではプロファイルがほぼ一致している.この時の衝突 条件について衝突点圧力(P_0)と弾丸半径(r_p)の関係を 調べると、 $P_0 \times r_p^{22}$ は常に一定であることが確認でき た. これはまさに、Dienes and Walsh(1970)が提案 した終段階等価性の特徴を表している.水谷らの提案 した終段階有効エネルギーは、衝突点圧力に弾丸体積 を掛けたものであった.これはPo×rp³であり、この 量を用いると2.1で紹介したShrine et al.(2002)のデー タとKato et al.(1995)のデータを整合的に説明できな かった、そこで、終段階有効エネルギーの代わりに、 上述の数値シミュレーションから導いた $l_s = P_0 \times r_p^{22}$ を使用して実験データを再整理してみることにする. その結果、二つのデータセットは矛盾なく整理できる ことがわかった(Shirai et al., 2008: Fig.7). 圧力の減 衰モデルとして式(3)を用いるならば、この式はP= $P_0 r_0^{-\alpha} / d^{-\alpha}$ と書き直すことができ、この $P_0 r_0^{-\alpha}$ はlsと考 えることができる. Shirai et al. で求めた α は10弾丸 半径以遠では-1.8であり、数値実験から求めた-2.2 とは誤算範囲内で一致していると考えて良い. これら の結果を総合すると、氷を伝播する衝撃圧力はP=P0 (r_p/d)²に従って減衰すると仮定するなら、様々な実 験事実を矛盾なく説明できるようである。ただ、実際 にはユゴニオ弾性限界以上の圧力を示す衝突点近傍で は、等圧核の大きさや減衰率は衝突速度や弾丸の種類 等によってかなり大きく変化する。このような衝突点 近傍で引き起こされる現象は、衝突蒸発・融解・相転 移には重要であるが、最終的なクレーター孔のサイズ や衝突破壊時の破片のサイズ頻度分布には大きな影響 は与えないのかもしれない.

2.6 氷多孔質混合物の衝突過程

1990年代の後半から2000年代にかけて、相次いで エッジワース・カイパーベルト天体が発見された.海 王星以遠に、現在は、準惑星として分類される天体が 多く発見されることとなり、それら準惑星と氷小天体 との衝突によるダスト形成などが議論されるようにな った.一方、木星を調査した探査機Galileoや土星を 調査した探査機Cassiniなどが氷衛星の新しい情報を 送ってくるようになり、2000年代に入ると氷天体に 関する情報が飛躍的に増えてきた.さらに、彗星核の 探査や小惑星探査も相次いで行われ、我々は太陽系小 天体に関して物理情報だけでなく、地質情報なども蓄 積する段階となった.その結果、多くの研究者が微惑 星や隕石母天体という仮想天体に対して、今までより も現実的なイメージを持つようになり、それが世界で

空隙率 Φ 0.5 0.8 0.7 0.6 0.4 0.3 0.2 0.1 **衝突破壊強度 Q* [J/kg]** 100 Shimaki and Arakawa 2012 Arakawa & Tomizuka 2004 Shimaki et al. 2011 10 0.4 0.5 0.2 0.3 0.6 0.7 0.8 0.9 1 充填率 1-0

図15:雪の衝突破壊強度の空隙率依存性.文献[19]図10から改変.

行われる衝突研究に対しても影響を及ぼすようになっ た. 微惑星模擬物質に関して小天体の探査が進んで大 きく変わった点は, 模擬物質として利用する材料が, 玄武岩や氷のような真密度を持つ物質ではなく, 多孔 質物質になった点が挙げられる. これは, 比較的小さ な小惑星がラブルパイル構造を持つことがわかってき たことや, 氷衛星やカイパーベルト天体の密度が多孔 質を仮定しないと説明できないくらい小さなものが発 見されたからである. さらに決定的なのは, 幾つかの 彗星核で密度が計測され, その密度が1g/cm³よりか なり低いことがわかったことである. 氷微惑星の生き 残りとされる彗星核も多孔質であることがほぼ確定し, 衝突実験でも氷の多孔質体である雪を用いた研究が行 われるようになった.

Arakawa et al. (2002)[17], Arakawa and Tomizuka (2004)[18], そして, Shimaki and Arakawa (2012)[19] は, 雪及び雪・岩石粉末混合物の衝突破壊実験を系統 的に行ったものである. さらに, Arakawa and Yasui (2011)[20]は, 雪面上において衝突クレーター形成実 験を行った論文である. ところで雪とは言っても実は 様々なバリエーションがあり, どのような雪を使用し て実験を行うかが鍵となる. その意味は, 雪を特徴づ ける量として主なものでも, 雪を構成する粒子のサイ ズ, 粒子同士の焼結の程度, 粒子のパッキングの度合 い(空隙率)などが挙げられるということである. また, 粒子同士の焼結の程度は, 0℃近傍では数分でも大き く変化することが知られており, 実験に用いる標的試



図16:雪の衝突破壊強度と圧縮強度の関係.各プロットに添えた 数字は空隙率を示す.文献[19]図11から改変.

料自身が時間的にその性質を変化させることも考慮す る必要がある。Arakawa et al. (2002)とArakawa and Tomizuka(2004)では、 試料の時間変化を最小にする ため、作成した雪試料を1か月程度冷凍庫で保管し、 充分に粒子間の焼結を発達させた。一方、Arakawa and Yasui(2011)とShimaki and Arakawa(2012)では、 焼結温度と時間を一定にした試料を用いることにより、 試料の焼結度をコントロールした実験を行った.また. 衝突実験と同時に同じ試料を用いた静的力学試験も行 い、その圧縮強度や引っ張り強度、場合によっては弾 性波の測定を行って, その物性値を実測した上で実験 試料として用いている. これらの実験から非常に幅広 い空隙率における純氷雪試料の衝突破壊強度(Q*)を 求めることができた、その結果を図15に示す、よく 焼結した雪の場合、衝突破壊強度は空隙率が0から55 %に増加すると約3~4倍大きくなることがわかる. なお、このトレンドを示す実験の空隙率55%の試料 だけは自然積雪のしまり雪を用いており、構成粒子サ イズやその内部構造が他の試料とは異なっている.空 隙率を40%から70%まで変化させた実験では、空隙 率が大きくなると衝突破壊強度は再び小さくなり、空 隙率70%ではほぼ純氷程度となる。また、空隙率一 定で焼結時間を変化させた実験では、焼結時間と伴に 衝突破壊強度が5倍程度大きくなることが確認された. これらの実験では衝突破壊強度と伴に静的力学試験か ら雪の圧縮強度の空隙率依存性を調べており、また高 空隙率の雪に関しては文献値が存在する. そこで, 圧

縮強度(Y_c)とQ*の関係を調べることができる(図16). この関係を見るとQ*は、空隙率が一定の場合はY。の 増加と伴に大きくなる。また、空隙率40%以上でも、 Y.が大きくなるとQ*は大きくなる。一方、空隙率が 40%以下では、Y.が大きくなっても衝突破壊強度は 小さくなる、この様に0*は一見複雑な空隙率依存性 と圧縮強度依存性を持つ. この理由は、Arakawa et al.(2002)で考察されており、雪が持つ衝撃圧力の距離 減衰率と静的力学強度がどのように空隙率に依存する かが鍵となることがわかっている。空隙率40%以下 でQ*が空隙率と伴に大きくなる理由は、定性的には 以下の通りである。静的強度は空隙率の増加と伴に小 さくなるが、一方、衝撃圧力の減衰率は空隙率の増加 と伴に大きくなる、この時、衝撃圧力の減衰が力学強 度の弱化よりも激しい場合には衝突破壊が起きなくな る.

ここまでは純氷試料の場合の話であったが, 岩石粉 末を混合させた場合では異なる結果となる. Arakawa and Tomizuka(2004)では純氷試料に岩石粉末を50 wt.%まで混合させた実験を行っているが, 10 wt.%の 岩石粉末を混合させると急激に衝突破壊強度が増加す ることがわかった. そして空隙率を持たない50 wt.% の岩石粉末を入れた試料では, 純氷と比べて約10倍 大きな衝突破壊強度を持った. 岩石粉末が, 氷の強度 や衝突過程に与える影響はHiraoka et al.(2008)[21]で 行ったクレーター形成実験でも詳しく研究されている.



図17: πスケール則による雪クレーターの整理. 規格化クレー ター体積 π_νと規格化強度 π_νの関係. 数字は焼結時間(分) を表す. 文献[20]図11から改変.

この50 wt%岩石粉末混合氷の衝突破壊強度を空隙率 0-37 %で調べたところ,純氷の場合とは全く逆の空 隙率依存性を持った.すなわち空隙率の増加と伴に Q*は減少し,37 %では同じ空隙率を持つ純氷とほぼ 一致した.この理由は,純氷の衝突破壊強度の空隙率 依存性の箇所でも指摘したように,衝撃圧力の距離減 衰率及び静的強度の空隙率依存性で説明できる.岩石 粉末混合物では静的強度の空隙率依存性が非常に大き いため,衝撃圧力の減衰ではなく,力学強度が衝突破 壊強度の空隙率依存性を支配する.実際,純氷と岩石 粉末混合氷の静的圧縮強度を様々な空隙率で調べて見 ると,混合氷の方が空隙率が大きくなると急激に強度 が小さくなることが確認されている[18].

Arakawa and Yasui(2011)[20]は、雪面上に形成さ れる衝突クレーターの再現実験を衝突速度30-145 m/sで調べている。雪は平均粒径500 umの氷粒子を 用いており、その焼結時間や焼結温度を変化させるこ とで、雪の強度を連続的に変化している. 焼結時間が 短い場合、強度は非常に弱く、試料を成型して静的力 学試験を行うことは難しい. そこでこの実験では錘を 一定の高さから落下させることにより、その時の錘が 受ける加速度の時間変化を計測することで動的な力学 強度を実測している。この実験から、弾丸の運動エネ ルギーが一定の場合、衝突により放出された雪破片の 質量(M_{cr})とこの動的力学強度(σ_{max})は $M_{cr} \propto \sigma_{max}^{-1.3}$ の 関係にあることがわかった.一方,放出された雪破片 の質量から見積もったクレーター体積を用いて, Holsappleら[22]により提案されている π スケール則 を用いて衝突速度を変化させた時の結果を整理した (図17). この図からわかるように衝突速度を変化さ せた(動的強度一定)場合と、動的強度を変化させた場 合(衝突速度一定)の関係は一致せず異なる傾きを持つ. この結果は、πスケーリングで用いている動的強度が、 実際のクレーター形成で有効に働いているものと異な ることを意味している。動的強度の実測では衝突速度 が1.3 m/sであり、衝突実験より二桁近く小さかった のがその原因かもしれない.

2.7 複数回衝突の影響

多孔質天体の衝突過程は、2000年代に入って多く の研究者が興味を持って実験や数値シミュレーション を行っている.一方、小惑星等の観測から10-20%



図18: 氷の複数回衝突実験における衝突回数と衝突破壊強度の関係. 文献[7]図8から改変.

程度の間隙を持つと思われる小天体も見つかっており. その間隙は衝突により天体内部に発生した割れ目をあ らわしていると思われている.割れ目の原因は幾つか あると考えられるが、衝突クレーターに起因したもの が重要な割れ目発生メカニズムであることは間違いな い. 小惑星表面には大小様々なクレーターが観察され るので、それぞれのクレーターにより発生した割れ目 の積算されたものが、現在の空隙を作っているのかも しれない、先の氷クレーター形成実験でも述べたが、 実際に衝突クレーター近傍には多数の割れ目が存在し ており、さらに標的全体に達するような割れ目も幾つ か発生することもある. そこでYasui et al.(2014)[7] では氷の破壊強度に対する複数回衝突の影響を調べた。 氷は割れ目を目視できるので、衝突により発生した割 れ目を確認しながら行う実験には最適な物質である. この実験は同じ氷試料に何度も弾丸を衝突させて、何 回目の衝突で氷試料が破壊したかを調べるものである. 一度の衝突で与えるエネルギー密度(Q)を一定にした 場合、または、順次変化させた場合における、壊れる までの回数とそれまでに与えたエネルギー密度の積算 (ΔQ) を指標として複数回衝突の影響を定量化した。 その結果、衝突回数が増える毎に衝突破壊強度(Q*) は急激に小さくなることがわかった。すなわち、1回 衝突では70 J/kgであったものが4回衝突では30 J/kg にまで低下した(図18). これは事前衝突により与え られたクラックにより標的強度が小さくなった結果で ある.一方、破壊するまでに与えたエネルギー密度を 積算すると、破壊した時の衝突回数に関係なくほぼ一

定の積算エネルギー密度(71.5 J/kg)を持つことが確 認できた.これらの結果は、氷衝突では一度の衝突で 与えられたダメージは単純に積算されており、その積 算値が臨界値を超えると破壊が起こることを示してい る.もちろん、実際の天体内部では発生した割れ目が 閉じてヒーリングを起こすこともあるのでそのような 効果も考慮する必要がある.

2.8 氷衝突に関わるその他のテーマ

ここでは我々のグループが関与した氷の衝突実験に ついてレビューを行ったが、紹介しきれなかった研究 も幾つかある。例えば、彗星核表面を模擬した試料に 対する衝突実験をArakawa et al. (2000) [23] では行っ ている.この実験では、氷、ドライアイス、岩石粉末 の混合物の表面を赤外線ランプで加熱し、太陽放射に よる表面熱変成過程を模擬している。この試料は、彗 **星核表面のような層構造を持ち**. その層構造が及ぼす クレーター形成効率への影響を調べている.また、氷 は岩石に比べて衝突により容易に蒸発が起こるため. 微惑星集積時の衝突加熱により氷と岩石の分別が起き たと思われている。この効率を調べるために氷クレー ター形成時に発生する水蒸気量を計測する実験がSugi et al.(1998)[24]によって行われた。一方、氷の衝突過 程はクレーターを作るような高速度だけでなく、低速 度においても惑星科学には重要である。例えば、土星 リングを構成するリング粒子同士の衝突は~cm/sと 非常に低速であると言われる. このような低速度で氷 同士が衝突すると跳ね返りが起きる。この跳ね返りは 非弾性衝突であり、それを特徴づける反発係数の衝突 速度依存性がリング粒子の衝突を研究するには重要で ある. Higa et al.(1998)[25]では氷球の低速度衝突実 験を行い、氷の反発係数の速度依存性と氷球サイズ依 存性を明らかにしている.

最後になるが,惑星衝突を研究する上で最も興味深 い課題は,巨大衝突である.巨大衝突の特徴は,衝突 体と標的天体のサイズが大きく変わらない点にあり, 地球に起きた巨大衝突の場合は,地球の約半分のサイ ズの原始惑星が衝突したと言われる.そこで Arakawa and Higa(1996)[26]とArakawa(1999)[27]は, このサイズ比に注目して氷球同士の衝突実験を行い, 衝突体と標的の両方がどのように破壊・変形するかを 調べている.

2.9 氷の衝突研究に関するまとめ

これまで我々のグループが行ってきた氷の衝突研究 は、主に、衝突破壊とクレーター形成のスケール則に 関するものであった。特に氷の衝突現象に対する水谷 スケール則の有効性の確認とその改訂を行うために可 能な限り広い弾丸・標的質量比と衝突速度範囲で実験 を行ってきた。

その結果、クレーター形成実験においては、水谷ら が提案した終段階有効エネルギーが、衝突速度数100 m/sで形成したクレーターのサイズと数km/sで形成 したクレーターのサイズを整合的に説明できないこと がわかった.この原因を明らかにするために氷中を伝 播する衝撃波の減衰過程を圧力ゲージにより調べた.

その結果,衝突点から遠方(10弾丸半径以遠)では, 衝撃圧力の距離減衰率がほぼ-2であることがわかっ た.一方,高速カメラを用いて氷内部での衝突過程を 観測したところユゴニオ弾性限界は100-300 MPaで あり,その外側の剪断破壊領域は衝突応力が38 MPa 以内で起こることがわかった.そしてこの応力以下で は縦割れのみが発生し,反対点で発生する反射波もス ポール破壊(引っ張り破壊)を起こすほどは強くないこ とがわかった.

これらの実験結果と整合的で、さらに引っ張り破壊 強度を考慮した数値モデルを開発し、終段階等価性に ついての数値実験を行った.このモデルを用いて衝突 点から遠方において衝撃波形が一致するような条件 (終段階等価性)を探すと、その場合、*I=P*₀.*r*_p²²が一 致することがわかった.そこで終段階有効エネルギー として、この改良されたパラメータを用いると、加藤 らの数100 m/sの結果とShrineらの数km/sの結果を 同時に説明できることがわかった.

また、衝突破壊実験では、衝突速度と弾丸・標的質 量比の両方を系統的に変化させた実験結果から、水谷 らの提案した無次元衝突応力が、衝突最大破片を整合 的にスケーリングできないことがわかった。そこで反 対点速度を実測して、その値から見積もった衝突応力 を用いて無次元衝突応力を計算したところ、この問題 は解決された。そして、この時、衝突応力の距離減衰 率が、水谷らが仮定した-3よりもかなり小さく-2 程度になることがわかった。以上、氷衝突におけるク レーター形成過程と衝突破壊現象のすべてを矛盾なく 説明するには、衝突点から遠方において、衝撃圧力の 距離減衰が $P = P_0 (r_p/x)^2$ であれば良いことがわかった. すなわち、水谷スケール則においてこの圧力減衰式を 用いる必要がある.

また、水谷スケール則の適応範囲を広げるために多 孔質氷の衝突破壊強度や氷の衝突破壊強度に対する複 数回衝突の影響を調べた.その結果、多孔質氷の衝突 破壊強度が、空隙率や焼結度により複雑に変化するこ とを明らかにした.そして、その複雑な依存性を雪の 力学強度の空隙率依存性、そして衝撃発生圧力及びそ の距離減衰の空隙率依存性により定量的に表した.一 方、複数回衝突により氷が破壊する場合には、衝突回 数に関係なく、カタストロフィックに破壊するまでに 積算されたエネルギー密度が重要であることを明らか にした.この積算エネルギー密度が一定値71.5 J/kg を超えると衝突破壊が起こる.

3. 今後の研究

氷は宇宙に存在する固体物質としては最も普遍的で 多量に存在するものである。また衝突現象も惑星系の 起源・進化を通して最も重要な物理過程だと言える. 従って、氷の衝突過程は、惑星や衛星の起源・進化を 研究する多くの場面で出くわす問題であり、多くの惑 星科学の研究者が興味を持つ課題であろう. 氷の衝突 過程を研究する上で最も重要な素過程は衝撃圧力の発 生とその伝播過程であるが、氷のユゴニオはStewart and Ahrens(2005)[28]により詳しく研究されている. また、伝播過程については我々の一連の研究から衝撃 圧力の減衰過程や終段階等価性についての理解も進ん でいる.しかしながら、実際の天体は多様性に富んで おり、均質な純氷の結果をそのまま天体衝突に応用す ることはできない、そこで、最近10年は、特に空隙 や強度が衝突過程に及ぼす影響が研究されてきた。ま た、氷と岩石粉末など混合物に対する研究も行われる ようになった.しかしながら,空隙,強度,岩石含有 率など制御すべきパラメータが増えたことにより、そ れぞれの影響を分離した形で整理することが困難とな っている。また、衝突貫入破壊など純氷で構築した衝 突モデルでは説明できない結果が現れることもあり、 これまでのモデルでは考慮されていない物理過程を組 み込んだモデルを再構築する必要があると思われる.

例えば,氷微惑星を模擬した多孔質氷等の衝突破壊 で観察される弾丸の深い潜り込みを伴う衝突破壊は, 既存のスケール則が物理的根拠としている終段階等価 性や衝突点近傍で起こる複雑な過程を単純化するため の点源近似などが成立していないように思われる.こ のような多孔質物質の衝突破壊には,門野ら[32]が提 案する衝突貫入モデルを組み込んだ新しい衝突破壊モ デルが必要であろう.

一方,この20年で衝突実験施設の環境も大きく変 わってきている.6 km/sを超える定常的な衝突実験 を可能とする装置が国内に相次いで導入され,サボ分 離により使用できる弾丸種類も増えた.氷の衝突過程 に関して言えば,6 km/sを超える衝突速度は充分に 衝突融解や衝突蒸発が起こる速度であり,特に衝突ク レーターではその痕跡を凍結して観察できる可能性も ある.さらに,高速カメラの性能も年々向上しており, 10万コマ毎秒の撮影速度では1秒を超える撮影時間を 持つ機種も多い.また,100万コマ毎秒を超える速度 で撮影可能な機種の撮影画素数も増えてきており,一 昔前までは困難であった実験も可能となってきた.今 後の氷の衝突実験は,このような新しい施設や装置を 生かした実験を展開していくことになると思う.

今年は、New Horizonsによる冥王星やDawnによ る小惑星Ceresの探査も行われており、氷地殻上の衝 突クレーターに関する新しい情報がもたらされる。今 後も氷の衝突研究は、このような惑星探査の結果をモ ティベーションとして、素過程を一つ一つ積み上げな がら衝突現象の解明に取り組んでいくものとしたい。

謝 辞

この論文を修正するにあたり有意義なコメント下さ った査読者に感謝いたします.ここで紹介した氷の衝 突実験は、北海道大学、名古屋大学及び神戸大学の方々 の協力により行うことができました.特にこの場で紹 介した論文の共著者の皆様には、これまでの協力に深 く感謝いたします.また、北海道大学低温科学研究所 の中坪俊一技術職員には、長期に渡り装置設計と開発 において多大な貢献をして頂いたことを感謝いたしま す.最後に私と伴に氷の衝突実験を北海道大学で立ち 上げ、常に良き研究の相談相手であった飯島祐一博士 に深く感謝したいと思います.

参考文献

- [1] Kawakami, S. et al., 1983, JGR 88, 5806.
- [2] Matsui, T. et al., 1982, JGR 87, 10968.
- [3] Takagi, Y. et al., 1984, Icarus 59, 462.
- [4] Mizutani, H. et al., 1990, Icarus 87, 307.
- [5] Kato, M. et al., 1995, Icarus 113, 423.
- [6] Iijima, Y. et al., 1995, JGR 22, 2005.
- [7] Yasui, M. et al., 2014, Icarus 233, 293.
- [8] Shrine, N.R.G. et al., 2002, Icarus 155, 475.
- [9] Lange, M. and Ahrens, T.J., 1987, Icarus 69, 506.
- [10] Arakawa, M. et al., 1995, Icarus 118, 341.
- [11] Arakawa, M., 1999, Icarus 142, 34.
- [12] Dienes, J.K. and Walsh, J.M., 1970, in High-Velocity Impact Phenomena, 45.
- [13] Kato, M. et al., 2001, JGR 106, 17567.
- [14] Shirai, K. et al., 2008, JGR 113, doi:10.1029/2008JE003121.
- [15] Arakawa, M. et al., 2000, GRL 27, 305.
- [16] Arakawa, M. et al., 1995, JGR 100, 7539.
- [17] Arakawa, M. et al., 2002, Icarus 158, 516.
- [18] Arakawa, M. and Tomizuka, D., 2004, Icarus 170, 193.
- [19] Shimaki, Y. and Arakawa, M., 2012, Icarus 218, 737.
- [20] Arakawa, M. and Yasui, M., 2011, Icarus 216, 1.
- [21] Hiraoka, K. et al., 2008, JGR 113, doi:10.1029/2007JE002926.
- [22] Housen, K.R. and Holsapple, K.A., 2011, Icarus 211, 856.
- [23] Arakawa, M. et al., 2000, Planet. Space Sci. 48, 1437.
- [24] Sugi, N. et al., 1998, GRL 25, 837.
- [25] Higa, M. et al., 1998, Icarus 133,310.
- [26] Arakawa, M. and Higa, M., 1996, Planet. Space. Sci. 44, 901.
- [27] Arakawa, M., 1999, Adv. Space Res. 23, 1217.
- [28] Stewart S.T. and Ahrens, T.J., 2005, JGR 110, doi:10.1029/2004JE002305.
- [29] Moore, H.J. et al., 1963, Trans. Min. Eng. 229, 258.
- [30] Fujiwara, A. et al., 1977, Icarus 31, 227.
- [31] Shimaki, Y. et al., 2011, Proc. Phys. Chem. Ice Conf. 11, 379.
- [32] Kadono, T. et al., 2012, Icarus, 221, 587.

^{特集「日本における衝突研究の軌跡」} 超高速衝突実験が明らかにした衝突蒸発現象・ 化学反応過程

杉田 精司^{1,2}, 桑原 秀治², 黒澤 耕介³

2015年6月10日受領, 査読を経て2015年7月24日受理.

(要旨) 超高速天体衝突で生じる蒸発現象は惑星大気形成にとって重要だが,ケイ酸塩岩の蒸発は10 km/s 超の高速度でないと高い効率で生じないため実験的研究が困難であった.しかし,この事情はレーザー銃の 開発と2段式軽ガス銃の進歩によって大きく変化した.また,高速分光法および質量分析法の開発も衝突脱 ガス気体の分子組成計測の実現に重要な役割を果たした.これらの実験手法の進歩は,理論計算とともに惑 星大気の進化過程の理解に大きな進展をもたらした.本稿では,最近の研究によって確立した実験手法を紹 介しながら,それらの実験が明らかにした衝突蒸気雲の描像と惑星大気進化への影響を解説する.

1. はじめに

天体衝突が引き起こす衝突脱ガスは惑星大気の起源 と初期進化にとって重要である。例えば、地球の海洋 や金星の分厚い大気が惑星集積期の脱ガスによって作 られた可能性が高いことは、標準的な惑星形成理論に 立脚して30年ほど前に提案され[e.g., 1], 現在でも広 く受け入れられている[e.g., 2, 3]. しかし、そこで作 られた衝突脱ガス大気の化学組成は詳細には求められ ていないし、その最初の大気が現在の惑星大気に繋が っているかどうかも不明である。具体的には、初期大 気の組成には、比較的酸化的な組成(例えば、CO₂-N₂-H₂O 主体[e.g., 4])から還元的な組成(例えば, CH₄-NH₃-H₂O 主体[e.g., 5, 6]) まで大きな不確定性がある. また, 酸化還元度によって大気中に生じる有機分子の種類や 量が大きく変化することもよく知られており[e.g., 7-9]. 惑星初期大気組成の不確定性は生命の起源を考え る上でも非常に重要な課題である.加えて、同じ酸化 還元度や元素組成であっても、分子組成によって大気 化学反応で生成する有機物が大きく異なる[e.g., 10]. とりわけメタンが少量(e.g., 1000 ppm)でも含まれて

いれば,その数十倍のCO₂を含む大気(化学平衡論的 にはメタンは不安定)であっても光化学反応でHCNの ような有機分子の無生物的合成に重要な分子が生成す るという理論計算の結果もある[e.g., 11, 12].

さらに、集積後期から後期隕石重爆撃期にかけて、 天体衝突が初期大気をいったん散逸させた可能性も指 摘されている。例えば、地球型惑星の集積最終期には 原始惑星同士の間の非常に規模の大きな衝突(超巨大 衝突(Giant impact))が卓越すると考えられているが, その際には惑星大気の大規模散逸が起きる可能性が高 い[e.g., 13]. さらに、後期隕石重爆撃期の隕石衝突が 大気の大規模散逸を引き起こした可能性に対する期待 は根強い. Melosh and Vickery [14]以来,多くの研究 者が様々な計算手法を用いてこの問題に取り組んでき た[15-17]. こうした天体衝突物理の研究に基づいて 行われた最近の大気進化モデル計算からは、惑星集積 の後期における小型の微惑星衝突による大気剥ぎ取り の効果は従来考えられてきたよりずっと高く、超巨大 衝突がなくても最初期に生成した大気は一旦剥ぎ取ら れてしまう可能性が示唆されている[18]. また, その 後の後期隕石重撃期の天体衝突に関しても、それ以前 に持っていた大気を剥ぎ取ってしまい、この時期に天 体衝突で供給される揮発生元素によって新たに大気が 形成されるとの説が提案されている[19].

^{1.} 東京大学 地球惑星科学専攻

^{2.} 東京大学 複雑理工学専攻

^{3.} 千葉工業大学 惑星探査研究センター

sugita@eps.s.u-tokyo.ac.jp

このように、天体衝突によって起きる大気の散逸は、 以前から考えられてきたよりずっと高い効率で起きて いたのかもしれない、その場合には、生命が誕生した 時代には、既に惑星最初の大気の大部分は失われて、 その後に発生した大気が卓越していたのかもしれない. その一方で、マグマオーシャンからはH₂O+CO₂大気 が生成した可能性が高いことも指摘されている[20]. これは、39億年前の玄武岩中のCr濃度計測[21]や44 億年前のジルコン中のCe濃度計測[22]からマントル の酸化還元度がQFM(Quartz-Favalite-Magnetite)バ ッファーに近かったとの地質記録とも調和的である. このようなQFMバッファーのマントルやマグマオー シャンから発生する火山ガス(H2O+CO2主体)が創り 出す大気からは、 有機物質を大量に生成することは困 難である[e.g., 7-9]. そのため, 前生命環境における 生体有機分子の存在を考えるには. 天体衝突によって 直接に有機物質を宇宙から供給したり[e.g., 23, 24]. マグマオーシャン固化後の衝突脱ガス大気形成が必要 となる可能性が高い.

いずれの場合においても,天体衝突における蒸発現 象や化学反応の詳細な解明が重要となる.本稿では, 超高速衝突の実験,特に蒸発現象や化学反応に関する 研究に関する最近の進展を,我々自身の研究グループ の成果を含めて簡単に紹介する.

2. 天体衝突過程における蒸発現象の 位置づけ

天体衝突現象は、よく教科書などで、貫入・圧縮段 階、減圧・掘削段階、エジェクタ堆積段階、変形段階 などと多段階に分けて説明されることが多い[e.g., 25]. しかし、本稿で議論する衝突蒸発や化学反応は、最初 の圧縮段階と減圧段階でほとんど完了してしまうこと が多い.これらの過程は、クレーター掘削やイジェク タ堆積の時間スケールとは大きく異なる、そのため、 衝突蒸発・化学反応の過程を研究する際には、その後 のイジェクタやクレーターと切り離して議論できる. そのような単純化が良い近似になっていることを示す 画像を図1に示す.

大気中の衝突では,飛翔体が標的に接する前に激し い発光が起こる.具体的には,図laのように弾丸の 通った後に輝く光の筋(航跡流)が生じる.これは,飛 翔体の前面で発生する衝撃波の熱で飛翔体表面が昇温



図1: 宇宙科学研究所の2段式軽ガス銃施設で実施したポリカー ボネイト弾丸(直径7mm球)の炭酸塩岩標的への超高速衝 突実験の高速画像.NAC GX-8でのRGBカラー撮影.衝突 角度は水平から30度であり,約30hPaの大気雰囲気下での 実験である.画像の横幅は約43cmである.各コマの時間 間隔は33 µsであり,図中に衝突時刻から時間を示している.

して発光するからである.そのため、ライフル回転を 持つ弾丸の場合には、図1bのように航跡流に螺旋の 模様が生じる.大気も大変な高温になるため発光して



図2: 金星の衝突クレーター (Aurelia, 直径31km)の合成開口レーダー画像(PIA00239)と地質図([34]を改変). 図は、上方が 北である.

いるはずだが、大気分子の発光効率が低いため固体発 光やアブレーション気体の発光に隠れてしまって見え ることはほとんどない.これは同様のスケールの流星 においても流星物質の輝線が卓越して見える状況と似 ている [e.g., 26].

航跡流を伴いながら飛んできた飛翔体は,標的に着 弾するや否や激しく蒸発し,複雑な衝突蒸気雲の運動 が始まる.発生直後には一体化しているように見える 蒸気雲だが(図1b),実は前半分の発光輝度の高い領 域と後半分の輝度が低い領域で,その後の運動や温度 進化は大きく異なる.前半分は,超高速で運動してお り,図1cでは先頭部が画面の外に飛び出している. また,この超高速度のため,大気との激しい衝突が起 こり,空力加熱が起き続ける.その結果,弾丸と標的 の間の衝突で生ずる発光と同程度に激しい発光が,弾 丸貫入に掛かる時間尺度(弾丸半径/衝突速度)の100 倍以上の長時間にわたって継続する[27].この比率は, 標的物質と大気の密度比を弾丸と衝突蒸気雲中の高速 破片の直径比で割った値に近い¹.実は,この高速の 蒸気雲の初速は,弾丸の衝突速度を超える値になるこ

とが最近の実験で分かってきた[28]. しかし、この蒸 気雲の質量は、弾丸質量の数%以上と大きく、いわゆ るジェッティングと考えるには大きすぎる. また. こ の衝突蒸気雲の大部分は、純粋な気相ではなく黒体輻 射を伴う凝縮相であることも分かっている[29]. その 一方で、衝突のごく直後のみの分光計測を行うと、黒 体放射を伴わない純粋な気相発光が見られる[30]. こ れは、実効的な衝撃圧力が平板近似から見積もられる 値の数倍に達する古典的ジェッティングの描像と調和 的である[31, 32]. つまり図1bでは、古典的ジェッテ ィングとは異なる成分が、衝突現象で見えている可能 性が高いのである.この成分は、斜め衝突の際に顕著 に現れる高速蒸気雲と基本的に同じものであり、金星 のrun-out flow(図2)の起源となったり[33, 34], K/Pg 衝突事件において衝突下流域の生態系破壊に結びつい たりした可能性がある[35]など、惑星科学的に重要な 意義がある、そのため、この衝突速度を超える本成分 の成因解明は今後の大きな研究課題である.

一方,衝突蒸気雲の後ろ半分は,水平方向に高速運動することはなく,ほぼ一定の場所に留まったまま半球状に膨張する.この成分は大気との激しい衝突を起こさないため,急速に降温する.図1bでは白熱色であった半球状成分は図1cでは黒灰色になっており,図1dでは背景と識別が難しいほど弱い光(おそらくは自発光でなく反射光)しか出していない.しかし,この成分の持つ質量はかなり大きく,室内実験の結果からは,この半球成分の持つ質量は弾丸質量と同じオーダーであると見積もられている[e.g., 36]. そのため,

^{1.} これは、発光現象の継続時間が、弾丸(or衝突蒸気雲の質量の 大部分を担う高速破片)が自分とほぼ同じ質量の標的(or周辺 大気)を貫通して停止するのに掛かる時間 τ で決まることに起 因する、ここで、 τ は p_{od}/ρ_{ov} で近似できる、ただし、 p_{p} とd は、それぞれ弾丸(or高速破片)の密度と直径であり、 p_{o} は媒 質(標的or大気)の密度、vは飛翔速度である、弾丸と標的の衝 突と大気中の衝突蒸気雲の高速飛行とでは、 p_{p} とvがほぼ同じ なので、両現象の τ の比は d/ρ_{o} の比で決まることになる、本 実験の大気と標的の密度 ρ_{o} の比が 10^{4} 倍ほどで、直径dの比が 数~10倍ほどであるため、現象継続時間 τ の比は 10^{2} 以上の値 となると予想される.

衝突脱ガスや衝突岩石蒸気の地球化学的影響を考慮す るときには、この成分の役割は非常に重要である、半 球成分には、衝突天体と標的天体の両方の成分が含ま れるが、どの程度の混合が起こるかは明らかではない、 衝突直後の貫入段階において衝突天体由来物質は上側 にあり、標的由来物質は下側にある、その関係が保持 されれば、衝突蒸気雲の上部(ないし外縁部)には衝突 天体物質が卓越し、中央付近には標的物質が卓越する 成層構造を持つことになる. 衝突蒸気雲の断熱膨張が 終わって、

大気中を浮力で上昇する段階にまで至れば、 上昇時に起きる Kelvin-Helmholtz 不安定(いわゆるキ ノコ雲の形成)が起きて、この2つの成分は確実に混 合する.しかし、それ以前の断熱膨張段階での混合効 率を見積もることは難しい.もしRayleigh-Taylor(R/ T)タイプの不安定が起きれば²,混合は効率良く進行 するかもしれない. R/T不安定の迅速な駆動には. 標 的物質蒸気と弾丸物質蒸気の密度比が大きく且つ粘性 が十分小さいなど諸々の条件が必要だが、そのような 条件が満たされるか不明である。そのため、半球成分 内での弾丸物質と標的物質の混合の起きるタイムスケ ールを見積もるには、蒸気雲中の物性や速度の構造を 極めて詳細に調べていくことが必要となる.

衝突現象の高速画像でもう一つ目立つ現象は,半球 成分から航跡流の上流方向に向かって明るく光る領域 が逆流している現象である.これはおそらく膨張する 半球成分と航跡流のガス衝突によって生じた衝撃波が 航跡流中を伝播する様子を捉えたものであると推定さ れる.少し不思議な現象であるが,衝撃波伝搬現象と してうまく説明ができる.物理機構が明確な現象であ るので,定量解析で半球成分の熱力学状態を推定でき る可能性がある.

これら一連の衝突蒸発現象が終わった後にやっと見 えるのが、イジェクタカーテンの成長である.よく見 ると図1dの段階でその先端は成長し始めているが、 明らかにイジェクタカーテンだと認識できるようにな るのは図1eや図1fになってからである.この段階に なると、下流へ高速で運動する蒸気雲も半球状の蒸気 雲も視野外に飛散したり非常に薄くなってしまったり している.蒸気雲の影響が見えない段階になってから イジェクタカーテンの本格的な成長が開始しているこ とが分かる.これは、衝突蒸気雲とイジェクタカーテ ンの力学進化を考える際には、両者のあいだの相互作 用はあまり考慮する必要がないことを示している.そ のため、衝突実験においてもどちらか一方の現象しか 再現できない実験を個別に行っても、大きな差し障り がないのである.

以上は、実験室で観察される衝突蒸気雲の運動の様 子であったが、そこで見られる現象と調和的な地質記 録が実際の惑星表面上には多数見つかっている。 例え ば金星には、図2に示すようなrun-out flowないし crater out flow と呼ばれる特殊な地形が衝突クレータ ーの付近に頻見される[e.g., 33]. 実は、上記の衝突蒸 気雲の凝縮物が地表に残ったものが、おそらくこの run-out flowの正体である[33, 34]. Run-out flowには, Mivamoto and Sasaki [37]が示したように大きく2種 類の形態があるが、彗星のような揮発性に非常に富む 物体の衝突痕とS型小惑星のように難揮発性成分を主 体とした物体の衝突痕の違いで説明ができる[34]. さ らに、最近ではカッシーニ探査機によって土星の衛星 タイタンにも同様の形態が発見されている[38]. これ らの地質記録は、衝突蒸気雲が実際の惑星大気中で発 生したことを強く示唆するものである.

衝突蒸気雲内の物理・化学状態の 計測

衝突蒸気雲の物理化学状態の計測のため,幾つもの実 験手法が開発されてきた。例えば、ラングミュアー・ プローブ法や静電磁場計測法で、衝突蒸気雲内の電子 密度を直接推定する手法がある[e.g., 39, 40]. しかし、 プローブを衝突蒸気雲に直接触れさせる必要があるた め、衝突点直近の超高温高圧状態における計測は非常 に困難である.この条件で力を発揮するのは、分光学 的な手法を用いた計測法である。以下では、衝突蒸気 雲の物理化学状態の計測について簡単に紹介する.

発生直後の衝突蒸気雲は、その高温のため自発光を 放つプラズマになっている。衝突発光現象の記載の開

^{2.}低密度層が高密度層を加速する方向に加速する場合には、加速度の源が重力でなくともR/T不安定が起きる[e.g., 71].断熱膨張の初期段階にある衝突蒸気雲の中では、外側から希薄波が到来して内側から外側に強い加速が生じる。そのため、内側に低密度物質が外側に高密度物質が存在する場合にはR/T不安定が起きて物質混合がおきるかもしれない.また、密度境界面に強い衝撃波が通過して瞬間的な加速が生じる場合にもR/T不安定の一種(Richtmyer-Meshkov(R/M)不安定)が起きる[e.g., 71].希薄波が衝突蒸気雲中心まで至ると衝撃波となって外側に伝播するので、この段階にR/M不安定が起きて物質混合が進行する可能性もある.



図3: 衝突閃光スペクトルの例.石英(SiO₂)の弾丸をドロマイト(CaMg(CO₃)₂)の標的に水平から60°で>5km/sで衝突させた 際に得られたスペクトルである.(A)は、衝突の瞬間から2µsの露出で計測した結果であり,(B)は20µsの露出で計測 した結果である.(B)は(A)に比べて原子輝線の強度がCaO分子バンドに対して低くなっていること,(A)で見られない MgOの分子バンドが見られること、黒体放射の連続成分が強くなっていることなどの差が見られる.[31]を改変.

始は古く,1950年代にまで遡る[41]. その後,光電子 増倍管を用いた多色時間分解計測[e.g., 42-44]やフィ ルムなどを用いた長時間露光・波長分解計測[e.g., 36, 42]が行われてきたが,増倍型CCDを用いた時間・波 長の両方に高い分解能を持つ計測がなされるまで気相 発光の定量解析は実現しなかった.しかし,いったん 衝突蒸気雲の時間・波長分解型の計測が実現すると, 図3に示すような原子輝線や分子バンドの精密計測か ら,発光している蒸気雲の多くは局所熱平衡(LTE) モデルで記載可能であり,温度,圧力,化学組成,電 子密度,柱状密度など様々な熱力学量の算出が可能で あることが示された[27, 45, 46].その解析の基本にな るのが以下のボルツマン統計に従った放射の式である.

$$I_{nm} = \frac{h\nu_{nm}}{4\pi} g_n A_{nm} N_o e^{-\frac{E_n}{kT}} / Z(T)$$
(1)

ここで, n, m, I, h, v, g, A, N, E, k, T, Zは, それぞれ 遷移の上側準位, 下側準位, 蒸気雲の単位体積が単位 立体角あたりに放つ光の強度(放射照度), プランク定 数, 振動数, 統計的重率, アインシュタインのA係数, 原子数密度, エネルギー, ボルツマン定数, 温度, 分 配関数である[e.g., 47]. 定数は, [31], [45]などにも与 えられているが, 多くの元素についてはNIST(アメ リカ国立標準技術研究所)のデータベース[48]などを 参照するとよい. ただ, NIST 掲載データは必ずしも 最新ではないので, 利用の際には引用文献の確認が重 要である(文献の引用は非常にしっかりしている).

このような解析手法を用いて衝突閃光スペクトルを 分析していくと、衝突蒸気雲の原子発光の大部分がジ ェッティング由来であることも分かってきた[31, 45]. 実験の前には、大きな質量の衝突蒸気雲が原子発光の 源だと予想していたので,ジェッティングが発光主体 だと分かったときは驚きであった.ただ,後述のよう に,10 km/s超の高速衝突を実現できる超高強度レー ザーを用いた飛翔体衝突や直接照射実験ではジェッテ ィングでない質量の大きな蒸気雲が強い原子輝線を出 すことが分かっている.実は,2段式軽ガス銃の得意 とする速度領域(3-7 km/s)で生じるジェッティング と10 km/s超の高速衝突で生じる蒸気雲は温度圧力条 件も発光スペクトルも近いので,比較的実現が容易な 前者の実験は後者の実験の代用にすることもできるの である.

その一方で、衝突実験を大気条件下で行うと、図1 に示したような衝突下流域に高速移動する衝突蒸気雲 の発光が卓越する. Schultz [36]は、この発光を衝撃 加熱の結果として生じた蒸気雲の気相発光であろうと 予想していたが、詳細に発光スペクトルを計測・解析 してみると、高速の衝突破片が大気中を飛翔する際に 発生するアブレーション蒸気が分子発光していること が判明した[27, 29]. さらに、そこでは、大気とアブ レーション蒸気の間に激しい化学反応が起きていて、 弾丸物質と大気物質との反応生成物が発生することも 見出された[30].

4. 衝突蒸気雲からの生成ガスの計測

このような衝突天体と大気の間の化学反応は,初期 地球への有機物供給を考えるときなどに非常に重要な 意味を持つ.実際,図1の実験で見られる大気とアブ レーション蒸気の間で起きた激しい化学反応は,弾丸 であるポリカーボネイトに含まれるCと大気中のNが 反応してCNラジカルができる反応だったのだが,こ こからHCNのような生命の起源に強い関連の分子が できる可能性も示唆される[30]. ところが、このCN 発光を精密に計測したところ、CN分子はLTEになっ ていないことが判明した[49]. CNの低いエネルギー 振動準位よりも高いエネルギー振動準位に多くの分子 が存在する「負の温度状態」と言える状況が出現する のである、これは、化学反応によって生じるエネルギ ーが生成分子に与えられるために起きる現象であろう. 現象としては興味深いが、このような状況ではSugita and Schultz [27]の開発した解析手法は使えない. だが、 さらに詳細に調査すると、分子の回転状態はLTE近 似が成り立つ状態になっていることが分かり. Kurosawa et al. [49]は分子バンドの裾野の傾斜が回転 温度のみに依存する性質を利用した回転温度計測法を 開発した. さらに、この方法を用いたCN発光温度計 測を手掛かりに、Kurosawa et al. [50]は衝突実験とレ ーザー照射実験を組み合わせて、高速運動する衝突蒸 気雲内で生成するHCNの収量を推定した.幾つかの 仮定に立脚しているものの、実証的手法を用いて得ら れた初期地球へのHCN供給量に関する数少ない推定 値の一つである. HCNを出発物質としたリボ核酸, アミノ酸、脂質の同時合成仮説を提唱した最近の生命 起源研究などでも参考にされている[51].

このような衝突蒸気雲で生成する化学物質の収量の 推定の研究は、他にも様々な応用ができる、最近では、 他にも硫酸塩岩からのSOx脱ガス[52],炭酸塩岩から のCOx脱ガス[53],アンモニアからのN2脱ガス[54]な ど様々な研究がなされている.これには、レーザー銃 の開発によって、高い化学的清浄度を保ちつつ2段式 軽ガス銃を上回る衝撃圧力を達成できるようになった ことが大きな役割を果たしている[55,56]. かつての2 段式軽ガス銃を用いた実験技術では脱ガス気体の化学 分析は困難であったため、脱ガス効率が主に計測され てきた[e.g., 57]. しかし、このような脱ガス効率の計 測は、発生ガスの元素組成は推定できても分子組成は 推定できない. レーザー銃技術によって, 衝突脱ガス の分子組成を質量分析装置で直接計測できるようにな った意義は大変に大きい.また、2段式軽ガス銃を用 いた脱ガス組成計測技術の開発も進んでおり、非常に 低い化学汚染レベルでの計測が実現しつつある[58]. 1980年代に進展した脱ガス効率の計測が、水蒸気大 気理論[e.g., 1]の基盤になったことを考えると、脱ガ

ス組成計測の持つ波及効果は非常に大きいことが期待 できる.

実際,硫酸塩岩の脱ガス組成計測が,K/Pg大量絶滅における海洋プランクトンの死滅パターンをうまく 説明する硫酸雨仮説の提唱に結びついたり[52],アン モニア氷の衝突脱ガス実験が土星の衛星タイタン内部 が未分化であること(古典的な火山ガス起源説と矛 盾)と³⁶Arに欠乏した大気を持つこと(N₂分子として の持ち込みを否定)の両方を説明できるアンモニア氷 脱ガス説の提唱に結びついたり[54]と,この計測技術 は天体衝突による惑星表層進化の理解に大きな役割を 果たしている.今後は,炭素質隕石の衝突脱ガスの化 学組成の計測が,地球の初期大気の進化を考える上で 重要な研究課題になるであろう[59].

5. 衝突蒸気雲へのエネルギー分配

前節で紹介した衝突脱ガスの分子組成は物理化学的 に考えれば、衝突蒸気雲の温度圧力の経路および変化 率によって決まっている. さらに, 温度圧力の経路と 変化率は、衝撃波と希薄波の伝播で決まる、これらの 波の伝播は、一般に非常に複雑なため、多次元の数値 流体コードを用いて求められることが多い、この数値 計算のために必要となるのが状態方程式(EOS)である. 数値流体コードの正確さを保証するには、計算に必要 となる温度圧力領域の全てについてEOSが完備して いる必要がある.しかし、この情報を網羅的に実験で 得ることも、正確な理論形式で記述することも大変な 作業である. そのため、天体衝突の計算を実施するに 耐えるEOS(例えば, SESAME [60], M-ANEOS [61]) が整備されている地質学的物質は、非常に少数に限ら れている.理想的には多種類の物質に網羅的なEOS を整備することが望ましいが、その実現にはまだ長い 年月が掛かりそうである. それまでの間, 理論計算を 行わないで待っているわけにもいかない.かといって. 非常に簡易的なEOS(例えば, Tillotson EOS [25])に まで戻ってしまうと正確さが失われてしまう。特に. 物質固有の特性に着目した研究は難しくなってしまう.

このような問題を解消すべく開発されたのがユゴニ オ曲線に沿った半解析的EOSである.この式は、以 下の(2)(3)ような簡単な連立常微分方程式で記述され る[62]ので、ルンゲクッタ法のような一般的な数値計



図4:石英(SiO₂)の衝撃圧力と衝撃温度の関係([62]を改変).2段 式軽ガス銃、レーザー銃、レーザー直接照射で得られたデー タとSESAME[60],M-ANEOS[61],ユゴニオ曲線上の半解 析的EOSの式(2)(Cv = 3R,4R,5R)を比較.一般的な温度 圧力条件において熱力学量を推定するには、M-ANEOSや SESAMEのような汎用EOSが必要だが、ユゴニオ曲線上の みであれば、ユゴニオ曲線上の半解析的EOSはM-ANEOS やSESAME等と同様の精度で実験データを再現できる.

算法で積分して値を求めることができる(図4).また, 必要となる物性パラメーターも少数で済む上にユゴニ オ曲線上の計測で得られるものがほとんどである.

$$\frac{dT}{dU_{p}} = C_{o} \Gamma_{o} T \frac{\left(U_{s} - U_{p}\right)^{q-1}}{U_{s}^{q+1}} + \frac{sU_{p}^{2}}{C_{v} U_{s}}$$
(2)

$$\frac{dS}{dU_p} = \frac{sU_p^2}{TU_s} \tag{3}$$

ただし, *T*, *S*, *Γ*, *q*, *Cv*は, それぞれ温度, 単位質量 あたりのエントロピー, グリューナイゼン定数, その ベキ指数, 定積比熱である. さらに*C*_o, *s*は, 衝撃波 速度*U*_sと粒子速度*U*_pの間に見られる線形の関係式 (4)で定義される定数である.

$$U_s = C_o + s \ U_p, \tag{4}$$

なお, 圧力と密度は, (4)が成り立つ場合には, (5)で 与えられる[e.g., 63].

$$p = \rho_o U_s U_p, \quad \rho = \rho_o \frac{U_s}{U_s - U_p}. \tag{5}$$

ここで必要となる物性パラメーターを得るには、衝撃 波速度U_sと衝撃波面温度Tを粒子速度U_pの関数とし て計測すればよい.オーソドックスな方法としては、 衝撃波の到達時間を高速の光電子増倍管で計測しつつ 衝撃波面の発光スペクトルを増倍型CCD分光計で計



図5: 衝撃波加熱されたケイ酸塩岩の時間分解発光スペクトル. 衝撃波は, 強度150 TW/cm²の超高強度レーザーの直接照射によって 発生させたものである. 530 nm付近の吸収帯はレーザーの2倍波から計測装置を守るために設置したNotch filterによるものであ る([66]を改変).

測して黒体温度を計測すればよい. 衝突速度を変えな がらこの計測を繰り返してデータ点を蓄積すれば必要 なデータが得られる.最近では、ストリーク分光計と VISARを用いてU_sとTをナノ秒レベルの時間分解能 で同時計測できる手法が使われるようになり、一発の 超高速度衝突実験や衝撃波発生実験で、様々なU_pに 対するU_s, Tを一気に得ることができるようになって きた[e.g., 64, 65].このとき、多数のU_pに対するデー タが得られるのは、衝撃波が走る標的を厚めにしてお いて、衝撃波が減衰してU_pが低減するのに合わせて U_s, Tを計測するからである.

このような先進的な実験によって、ユゴニオ曲線に 沿って得られる様々な物質の物性データからは幾つか の興味深い性質が得られている.一つは、物質の比熱 が超高圧においてデュロン・プティの法則(*C*,=3*R*) に比べて大幅に増大することである[65,66].この現 象は、超高温高圧衝撃圧縮実験において固体中の電子 状態が励起されて熱を吸収できるようになることが原 因だと推定されている.このことは、断熱膨張時に最 初に現れる輝線が中性種ではなく電離エネルギーの高 いイオン種であることとも調和的である(図5).この ような比熱上昇は、衝撃加熱によるエントロピー上昇 の増加をもたらす.つまり、衝撃波通過後に断熱膨張 して大気圧に戻ったときの温度が、一定比熱の場合に 比べて高温になるのである.これは、衝突蒸気雲の最 終生成物の化学組成に大きな影響を与える.

また、比熱変化は衝突蒸気雲の膨張運動にも影響を 与える、高温高圧条件での比熱が大きいと、衝撃加熱 後の温度は低く抑えられる一方で、断熱膨張する際の 温度降下率は低くなることになる、そのため、衝突蒸 気雲の膨張加速度は初期には低めになるものの、時間 が経過してもなかなか下がらないことになる、このよ うな加速度の時間変化は、最終的な膨張速度の絶対値 にはあまり影響しない.しかし,惑星まわりの球対称 重力場においては、放出物の軌道進化に大きな影響を 与える可能性がある.もし衝突蒸気雲の初期の加速が 大きくて、後期の加速が小さい場合には、打ち出し地 点に回帰する楕円軌道に乗って地表に激突することに なる、そのため、月形成の超巨大衝突にしてもK/Pg 衝突事件にしても、衝突蒸気雲から周地球軌道に入る 物質は非常に少ないことになる.しかし、衝突蒸気雲 の比熱が大きくて中盤の加速が大きい場合には、衝突



図6: CIコンドライト組成の衝突蒸気雲の断熱膨張に沿った分子 組成の進化軌道([67]を改変).実線はそれぞれ任意のCO₂/ CO比,CH₄/CO比が達成される温度圧力条件を示し、破線 は任意の単位質量あたりのエントロビー(kJ/K/kg)に沿っ た衝突蒸気雲の断熱線を示す.地球および火星における小 天体の平均的な衝突条件を考慮すると、衝撃圧縮時に衝突 天体に発生する単位質量あたりのエントロビーは約3.5 ~ 4.0kJ/K/kgである.この場合、CIコンドライト組成の衝 突蒸気雲は3.5から4.0kJ/K/kgの破線領域と重なる実線範 囲のCH₄/CO比を持つことが予想される.

直後にいったん上空に打上げられた後に強い加速を蒸 気雲の一部が様々な方向に受けることになる.そのた め、衝突惑星大気の上端に至った後に水平加速されて、 大気圏より上の近地点高度を持った周惑星軌道に入る 可能性が出る[56].この場合には、月形成の効率やK/ Pg衝突の環境に与える影響が大きく変わるかもしれ ない.

6. 惑星初期大気の化学組成の推定に 向けて

前節で紹介したユゴニオ曲線上のEOSデータは、衝 突脱ガス大気の化学組成推定にも役立つ.このデータ はユゴニオ曲線上から外れた超高温高圧条件での物質 状態の推定には役立たないが、衝突蒸気の持つエント ロピーは正確に予測できる.超高温高圧条件では化学 反応は非常に速く進行するため、熱化学平衡状態にあ ると仮定してもよい場合が多い.むしろ、理想気体の 状態方程式が成り立つような低圧にまで断熱膨張した 後に化学反応がクエンチする可能性が高い.そのため、 衝突蒸気雲が持つエントロピーさえ正確に計算できれ ば、クエンチが起きる可能性のある温度圧力条件での 平衡組成や反応速度は理想気体の状態方程式を用いて 議論できるのである. このような発想のもとで、断熱膨張曲線に沿った衝 突蒸気雲の化学平衡計算を行ったところ、CIコンド ライトのような揮発性物質に富む炭素質コンドライト から生ずる衝突蒸気雲は、断熱膨張する間は広い温度 圧力条件にわたってCH₄/CO比やCO/CO₂比をほぼ一 定に保つという結果を得た(図6).特に、地球の海へ の衝突や火星への衝突のように衝突蒸気雲のエントロ ピーが低く抑えられる条件では、数100 ppm~%レベ ルのメタンが生成する可能性のあることが判明した [67].これは、前生命時代の地球における有力なメタ ン源となるかもしれない.

この炭素質隕石からのメタンに富むガス放出は、惑 星進化を理解する上で様々な意味を持っている. 例え ば、古火星気候の温暖化である.過去の火星の大気が 温暖湿潤であったか否かは、マリナー計画で流水地形 が見つかって以来40年来の謎である. Kasting [68]が 火星はCO2のみでは温暖湿潤気候の成立が困難である ことを理論的に示して以来,多くの研究者がこの問題 に取り組んできたが、有力な解決策は見つかっていな い[e.g., 69]. しかし、この天体衝突によるメタンの大 量生成過程は、この問題を解決できる可能性を秘めて いる. Wolf and Toon [70]らの推算では、メタンに富 む大気ではエアロゾルが大量に生成されるため紫外線 遮蔽が有効に効き、メタンの紫外線による分解が阻害 される. そのような状況になれば、温室効果の非常に 高いメタンが長期間に渡って大気中に滞留できるので, 温暖湿潤気候が地質学的にも長期間存在できる可能性 が出てくる.同様の議論は、生命が生まれた後である 太古代の地球の大気の温暖化について議論されてきた プロセスであるが、もし天体衝突のような無生物的な 機構で大量のメタンが大気中に供給されることになれ ば、前生物地球や火星でも成立するため、その意義は 大変に大きい.

ただし、このような衝突による大量メタン生成仮説 が成り立つには、幾つか越えなければならないハード ルも存在する。例えば、衝突天体の種類と落下時期に ついての議論は重要である。もしCIコンドライトや CMコンドライトに近い組成の天体が比較的遅い時代 に大量に降ってきたのであれば[e.g., 71]、この衝突に よるメタンの直接生成モデルには非常に都合がよい. しかし、現在の地球のように普通コンドライトの衝突 が主体であっては、メタン生成の効率はかなり落ちて しまうかもしれない.このような天体衝突の歴史は, 小惑星帯における物質分布とその軌道状態を詳細に理 解することによって達成されうる.より具体的には, はやぶさ2やOSIRIS-RExのようなC型小惑星の探査 によって,現在把握されている小惑星帯の小惑星のス ペクトル分布が物質分布と具体的にどう結びつくかが 明確化されることが重要である.

謝 辞

本稿執筆の機会を与えて下さった長谷川直博士と大 変に的確かつ丁寧な査読を下さった柳澤正久博士に感 謝いたします.本研究は,宇宙科学研究所のスペース プラズマ実験設備での共同利用プログラムおよび JSPS科研費25120006の助成を受けたものです.

引用文献

- Abe, Y. and Matsui, T., 1985, J. Geophys. Res. S02, C545.
- [2] Elkins-Tanton, L. T., 2012, Annu. Rev. Earth Planet. Sci. 40, 113.
- [3] Hamano, K. et al., 2013, Nature 497, 607.
- [4] Kasting, J. F., 1993, Science 259, 920.
- [5] Hashimoto, G. L. et al., 2007, J. Geophys. Res. 112, E05010.
- [6] Schaefer, L. and Fegley, B., 2010, Icarus 208, 438.
- [7] Fegley, B. et al., 1986, Nature 319, 305.
- [8] Stribling, R. and Miller, S. L., 1987, Orig. Life Evol. Biosph. 17, 261.
- [9] Chang S., 1993, in The chemistry of Life's Origins, Kluwer Acad. Pub., Dordrecht, pp. 259.
- [10] McKay C. P. and Borucki, W. J., 1997, Science 276, 390.
- [11] Zahnle, K., 1986, J. Geophys. Res. 91, 2819.
- [12] Tian, F. et al., 2011, Earth Planet. Sci. Lett. 308, 417.
- [13] Genda, H. and Abe, Y., 2005, Nature 433, 842.
- [14] Melosh, H. J. and Vickery, A. M., 1989, Nature 338, 487.
- [15] Vickery, A. M. and Melosh, H. J., 1990, GSA Special paper 247, 289.
- [16] Shuvalov, V., 2009, Meter. Planet. Sci. 44, 1095.

- [17] Hamano, K. and Abe, Y., 2010, Earth Planets Space 62, 599.
- [18] Schlichting, H. E. et al., 2015, Icarus 247, 81.
- [19] de Niem, D. et al., 2012, Icarus 221, 495.
- [20] Hirschmann, M. M., 2012, Earth Planet. Sci. Lett. 341-344, 48.
- [21] Delano, J., 2001, Orig. Life Evol. Biosph. 31, 311.
- [22] Trail, D. et al., 2011, Nature 480, 79.
- [23] Chyba, C. F. et al., 1990, Science 249, 366.
- [24] Chyba, C. and Sagan, C., 1992, Nature 355, 125.
- [25] Melosh, H.J., 1989, Impact cratering: a geologic process, Oxford Univ. Press, pp. 245.
- [26] Ceplecha, Z. et al., 1998, Space Sci. Rev. 84, 327.
- [27] Sugita, S. and Schultz, P. H., 2003, J. Geophys. Res. 108(E6), 5151.
- [28] Hamura, T. et al., 2012, Lunar Planet. Sci. Conf. XXXXIII, #1888.
- [29] Sugita, S. and Schultz, P. H., 2003, J. Geophys. Res. 108(E6), 5152,
- [30] Sugita, S. and Schultz, P. H., 2009, Geophys. Res. Lett. 36, L20204.
- [31] Sugita, S. and Schultz, P. H., 1999, J. Geophys. Res. 104, 30825.
- [32] Kurosawa, K. et al., 2015, J. Geophys. Res. 120, doi:10.1002/2014JE004730.
- [33] Schultz, P. H., 1992, J. Geophys. Res. 97, 16183.
- [34] Sugita, S. and Schultz, P. H., 2002, Icarus 155, 265.
- [35] Schultz, P. H. and D'Hondt, S., 1996, Geology 24, 963.
- [36] Schultz, P. H., 1996, J. Geophys. Res. 101, 21117.
- [37] Miyamoto, H. and Sasaki, S., 2000, Icarus 145, 533.
- [38] Le Mouélic, S. et al., 2008, J. Geophys. Res. 113, E04003.
- [39] Crawford, D. A. and Schultz, P. H., 1988, Nature 336, 50.
- [40] Crawford, D. A. and Schultz, P. H., 1999, Int. J. Impact Eng. 23, 169.
- [41] Atkins, W.W., 1954, J. Appl. Pys. 26, 126.
- [42] Gehring, J. W. and Warnica, R. L., 1963, Proc. 6th Hypervelocity Impact Symp. 2, 627.
- [43] Ecihhorn, G., 1975, Planet. Space, Sci. 23, 1519.
- [44] Kadono, T. and Fujiwara, A., 1996, J. Geophys. Res. 101, 26097.

- [45] Sugita, S. et al., 1998, J. Geophys. Res. 103, 19427.
- [46] Kurosawa, K. and Sugita, S., 2010, J. Geophys. Res. 115, E10003.
- [47] 杉田精司, 1999, 遊星人 8, 77.
- [48] http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm
- [49] Kurosawa, K. et al., 2009, J. Thermophys. Heat Transfer 23, 463.
- [50] Kurosawa, K. et al., 2013, Orig. Evol. Life Biosph. 43, 221.
- [51] Patel, B. H. et al., 2015, Nature Chem. 7, 301.
- [52] Ohno, S. et al., 2014, Nature Geosci. 7, 279.
- [53] Kawaragi, K. et al., 2009, Earth Planet. Sci. Lett. 282, 56.
- [54] Sekine, Y. et al., 2011, Nature Geosci. 4, 359.
- [55] Kadono, T. et al., 2010, J. Geophys. Res. 115, E04003.
- [56]杉田精司ほか, 2010, プラズマ・核融合学会誌 86, 10, 589.
- [57] Ahrens, T.J. et al., 1989, in Origin and evolution of planetary and satellite atmospheres, Univ. of Arizona Press, pp. 328-385.
- [58] Kurosawa, K. et al., 2012, EPSL 337-338, 68-67.
- [59] Ohno, S. et al., 2013, Lunar Planet. Sci. Conf. XXXXIII, #2746.
- [60] Kerley, G. I., 1999, Equations of state for composite materials, Rep. KPS99-4, Kerley, Albequerque, N. M.
- [61] Melosh, H.J., 2007, Meteor. Planet. Sci. 42, 2079.
- [62] Sugita, S. et al., 2012, AIP Conf. Proc. 1426, 895.
- [63] Meyers, M.A., 1994, Dynamic behavior of materials, John Wiley, pp. 668.
- [64] Celliers, P. M. et al., 2010, Phys. Rev. Lett. 104, 184503.
- [65] Hicks, D. G. et al., 2006, Phys. Rev. Lett. 97(2), 025502.
- [66] Kurosawa, K. et al., 2012, J. Geophys. Res. 117, E04007.
- [67] Kuwahara, H. and Sugita, S., 2015, Icarus 257, 290.
- [68] Kasting, J. F., 1991, Icarus 94, 1.
- [69] 杉田精司, 2011, 地球化学 45, 181.
- [70] Wolf, E. T. and Toon, O. B., 2010, Science 328, 1266.
- [71] Wang, Z, and Becker, H., 2013, Nature 499, 328.
- [72] Sharp, D. H., 1984, Physica (Amsterdam) 12D 3-18.

特集「日本における衝突研究の軌跡」 SPH法による衝突数値計算

玄田 英典1

2015年4月30日受領, 査読を経て2015年6月16日受理.

(要旨) 天体衝突は,惑星形成および進化過程において頻繁に起こる基本的なプロセスであり,衝突現象の 理解は,惑星科学において本質的に重要である.衝突数値計算は,衝突実験を行うことが困難な設定や,衝 突実験の結果を深く理解する手段として有用である.本稿では,惑星科学における様々な衝突現象の数値計 算によく用いられるSPH法(Smoothed Particle Hydrodynamics)について解説をする.SPH法は流体を多数 の粒子に分割し,流体の運動を数値的に解く手法である.ここでは,SPH法の歴史,SPH法の基本概念と 長所・短所,そしてSPH法を用いた惑星科学における衝突数値計算の応用例について解説する.

1. はじめに

惑星は様々なサイズ(μm~1000 km)の天体衝突を 経て形成されたと考えられている.惑星形成後も,天 体衝突は頻繁に起こっている.例えば,2013年ロシ アのチェリャビンスク州の隕石落下[1]が記憶に新し い.また,6500万年前に恐竜を絶滅させたといわれ る隕石衝突[2]や,月表面の無数のクレーター[3]は, 惑星形成後にも天体衝突が頻繁に起こったことを示唆 している.したがって,衝突によって何が起こるのか を理解することは,惑星科学の諸問題を考える上で非 常に重要となってくる.

衝突現象を理解する手段として、大きく分けて実験 的手法と数値計算的手法がある.これら2つの手法は 互いに相補的な関係にあり、衝突現象を深く理解する ためには、お互いに重要である.近年、衝突実験にお いては、惑星科学の諸問題で必要とされる衝突速度(~ 10 km/s)を達成できるようになり、高感度のハイス ピードカメラを用いた観察により、衝突の素過程がリ アルタイムにわかるようになってきた.また、数値計 算においては、近年の計算機パワーの向上と様々な計 算手法の開発・改良により、現実的な物理を含んだ3 次元の衝突計算を高解像度で実行することが可能とな ってきた.このことにより,様々な物理量を実験と数 値計算で比較ができるようになってきている.今後ま すます,これらの関係性は密になっていくと思われる.

本稿では、数値計算に焦点をあて、特にSPH法と 呼ばれる計算手法について解説する、次節では、SPH 法に関する簡単な歴史を述べ、3節では、SPH法の基 本概念と実際に計算コードを書くときに必要となって くる式の導出を行う、手法自体にあまり興味のない読 者は3節を呼び飛ばしてもその後の節が理解できるよ う書かれている、4節では、SPH法の長所と短所をま とめた、5節では、実際にSPH法を用いた惑星科学に おける天体衝突の研究例を著者の最近の研究を交えて 紹介する、実験的手法に関しては、本特集号の他の記 事を参考にしてほしい、また、数値計算手法に関して もDEMを用いた研究に関しては本特集号の和田氏の 記事[4]を参考にしてほしい。

2. SPH法の歴史

計算領域内に真空の領域が多く、また物質が大きく 変形や移動をするような場合は、計算領域内に格子を 張って物質の流れを格子上で計算するよりも、物質を 要素に分割して、物質の流れをその要素に沿って計算 した方が有利なことがある。前者はオイラー的手法、 後者はラグランジュ的手法と呼ばれている。SPH法は、

^{1.} 東京工業大学 地球生命研究所 genda@elsi.jp

ラグランジュ的手法の1つであり,物質を粒子に分割 し粒子間の相互作用(例えば,圧力による粒子間の反 発)を数値的に解く手法である.

SPH法は、1970年代にルーシー(L. B. Lucy)によっ て開発され、モナハン(J. J. Monaghan)らのグループ によって勢力的に改良が施され発展したとされてい る¹. SPH法という用語が初めて登場したのは1977年 である[6]. SPH法は天文学の分野で開発されたが、 その後、惑星科学の分野では、ベンツ(W. Benz)やキ ャメロン(A. G. W. Cameron)らが、SPH法を用いた 巨大天体衝突の計算を行い、月の起源の仮説の1つと して挙がっていたジャイアントインパクト仮説が非常 に有力な仮説であることを示した[7]. さらにその後、 弾塑性変形・破壊モデルが組み込まれた計算コードが 開発され[8]、実際に実験室で起こっている衝突現象 を再現もしくは比較できるような段階にまで発展した.

SPH法は、天文学・惑星科学だけでなく、その汎 用性の高さから、工学、地学(火山学、海洋学など)な どの様々な分野でも用いられるようになった。例えば、 Google Scholarで論文検索をすると、SPHもしくは "Smoothed Particle Hydrodynamics"が論文タイトル に含まれているものだけで約5000件ヒットする.

日本で最初にSPH法を用いて研究を行ったのは観 山正見氏(元:国立天文台長)とされている².分子雲 の崩壊・分裂の計算に応用された[9].日本の惑星科 学の分野で最初にSPH法を用いて研究を行ったのは 渡邊誠一郎氏(現:名古屋大学)とされている. 微惑星 同士の衝突と潮汐相互作用の計算を行った[10].また, 高田淑子氏(現:宮城教育大学)は,SPH法を用いて シューメーカー・レヴィ第9彗星の木星への衝突計算 を行った[11].

2. 著者は東工大の地球惑星科学専攻でポスドクとして井田研究 室に所属していた頃、年1回の教室発表会と呼ばれる専攻の イベントでポスター発表をしたことがある.そのとき、外部 評価委員として来られていた観山氏が著者のポスターを見に 来たことがあった.著者はそのとき、観山氏が日本で初めて SPH法を用いた方だと知らずに、SPH法の説明を観山氏にし たことがある.あとで当時の某ボスに怒られた.



図1:SPH法の基本概念を模式的に表した図.ある任意の場所での物理量(例えば密度)は、ある広がりをもった粒子の重ね合せとして表現される.図は空間が1次元の場合で、物理量として密度を想定している.各粒子の中心座標はx;(j=1~5)にあり、それぞれ異なったスムージング長れを持っているとしている。太線が流体の密度分布p(x)を表している. Wはカーネル関数で、各粒子中心からの距離と、各粒子のスムージング長の関数である.

3. SPH法について

ここでは、広く使用されている標準的なSPH法(標 準SPHと呼ぶ)の基本概念を解説し、流体の基礎方程 式をSPH法の基本概念を用いて展開していき、実際 に計算コードを作成するのに必要となってくる式の導 出を行う.

3.1 SPH法の基本概念

SPH法では、流体を多数の粒子に分割し、粒子間の相互作用を計算することによって、粒子の運動を数値的に解いていく.SPH法においてもっとも重要な概念は、ある物理量(例えば密度)が各粒子の中心からある特徴的な長さをもって広がっており、空間の任意の場所の物理量(例えば密度)が各粒子の足しあわせで表現されるという点である(図1参照).各粒子が持っている質量をm_iとした時(下付き添え字jは粒子のラベルであり、m_iはj粒子の質量である)、空間のある任意の場所での密度(p)は、以下のように表現される.

$$\rho(\mathbf{x}) = \sum_{j} m_{j} W(\mathbf{x} - \mathbf{x}_{j}, h).$$
(1)

ここでxは空間座標,Wはカーネル関数と呼ばれ,空間座標xと特徴的な広がりを表すスムージング長hの 関数である.カーネル関数は以下の条件を満たす滑ら

SPH法の基本概念と式の展開が論文として発表されたのは1977年で、ほぼ同時期にLucy(1977)[5]とGingold and Monaghan(1977)[6]の2本の論文が発表されている.投稿日と 出版日はGingold and Monaghan(1977)の方が先だが、ルーシー はそれ以前に、集中講義でSPH法の基本概念に関する講義を していたとされている.モナハンはその講義からヒントを得 て論文を書いたとされている.
かな関数であれば良い.

$$\lim_{|\mathbf{x}|\to\infty} W(\mathbf{x},h) = 0, \qquad \int W(\mathbf{x},h)d\mathbf{x}^3 = 1.$$
(2)

カーネル関数としてガウス関数やスプライン関数がよ く使われる.ここでは、以下のガウス関数を用いて話 を進めることとする.

$$W(\mathbf{x},h) = \left[\frac{1}{h\sqrt{\pi}}\right]^d e^{-\mathbf{x}^2/h^2}.$$
(3)

ここで, dは空間の次元である.次節で, 流体の基礎 方程式をSPH法の基礎概念を用いて展開する際, カ ーネル関数の空間微分が出てくるが, 式(3)で与えら れた関数の空間微分は以下のように解析的に求まる.

$$\nabla W(\mathbf{x}, h) = -\frac{2\mathbf{x}}{h^2} W(\mathbf{x}, h).$$
⁽⁴⁾

スムージング長hに関しては、固定値を用いる場合 と、各粒子ごとかつ時刻ごとに可変の値を用いる場合 がある.可変hを採用した場合、hの値を実際にどの ように決めるのかについては幾つかのやり方があるが、 よく使われている方法としては、hの範囲内に存在す る粒子の数を一定にするようにhの大きさを調節する という方法である.可変hを用いた場合、各計算ステ ップにおいて各粒子のhを再計算する必要があるため 計算コストは多少かかる.しかし、粒子が密集した高 密度領域では解像度が高くなり、低密度領域でも流体 の運動をそれなりに捉えることができるため、最近の シミュレーションでは可変hを用いるのが一般的であ る.

密度以外の物理量 $f(例えば、圧力や速度など)の空間分布は、各粒子の中心位置における密度<math>\rho_j(=\rho(\mathbf{x}_j)) \geq f_j \varepsilon$ 用いて以下のように表現する.

$$f(\mathbf{x}) = \sum_{j} m_{j} \frac{f_{j}}{\rho_{j}} W(\mathbf{x} - \mathbf{x}_{j}, h).$$
(5)

また,物理量fの空間微分は,以下の式で与えられる.

$$\nabla f(\mathbf{x}) = \sum_{j} m_{j} \frac{f_{j}}{\rho_{j}} \nabla W(\mathbf{x} - \mathbf{x}_{j}, h).$$
(6)

以上,式(1)と式(5)がSPH法においてもっとも重要 な基本概念を表す式であり,物理量の空間微分が式 (6)で与えられることによって,これから述べる流体 運動の基礎方程式が粒子の相互作用として記述するこ とが可能となる.

3.2 流体運動の基礎方程式

ここでは簡単のために, 圧縮性理想流体を考える. ラグランジュ的描像における流体の基礎方程式³は, 以下のように与えられる.

(連続の式)
$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho \nabla \cdot \mathbf{v},$$
 (7)

(運動方程式)
$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p$$
, (8)

(エネルギー方程式)
$$\frac{Du}{Dt} = -\frac{p}{\rho} \nabla \cdot \mathbf{v},$$
 (9)

ここで, *D*/*D*tはラグランジュ微分, tは時間, vは速 度ベクトル, pは圧力, uは単位質量あたりの内部エ ネルギーをあらわす.

式(6)を用いて,基礎方程式の右辺を表現すること を試みる.まず運動方程式を考える.式(6)の物理量*f* が圧力*p*であるとすると,*i*粒子の運動方程式(8)は以 下のように書ける.

$$\frac{D\mathbf{v}_i}{Dt} = -\sum_i m_j \frac{p_j}{\rho_i \rho_j} \nabla W \big(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j, h \big).$$
(10)

ただし、この形式だと、i粒子がj粒子に及ぼす圧力勾 配による力と、j粒子がi粒子に及ぼす圧力勾配の力が 異なってしまい、作用反作用の法則が破れてしまう. そこで、式(8)の右辺をひとまず

$$\frac{1}{\rho}\nabla p = \frac{p}{\rho^2}\nabla \rho + \nabla \left(\frac{p}{\rho}\right),\tag{11}$$

と変形してから,式(6)を適用すると, *i*粒子の運動方 程式は,

$$\frac{D\mathbf{v}_i}{Dt} = -\sum_j m_j \left(\frac{p_i}{\rho_i^2} + \frac{p_j}{\rho_j^2} \right) \nabla W (\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j, h).$$
(12)

となり、作用反作用の法則が成り立つ.

エネルギー方程式(9)に関しても、 $\rho(\nabla \cdot \mathbf{v}) = \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) - \mathbf{v} \cdot \nabla \rho$ の変形を施したのちに、式(6)を適用することによって*i*粒子のエネルギー方程式は以下のように書くことができる.

$$\frac{Du_i}{Dt} = \frac{p_i}{\rho_i^2} \sum_j m_j (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j) \cdot \nabla W(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j, h).$$
(13)

i粒子の密度の時間変化を与える連続の式(7)を運動 方程式やエネルギー方程式で行ってきたように定式化

^{3.} 基礎方程式の導出に関しては各種流体力学の教科書に載っている. 圧縮性流体力学に関して特に著者が勉強になった日本語の教科書としては、「圧縮性流体力学(松尾一泰著・理工学社)」と「宇宙流体力学(坂下志郎,池内了共著・培風館)」である.

することは可能であるが,通常は式(1)を次のように して用いることが一般的である.

$$\rho_i = \sum_j m_j W(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j, h). \tag{14}$$

i粒子の中心座標の移動は、以下の式によって求める.

$$\frac{D\mathbf{x}_i}{Dt} = \mathbf{v}_i. \tag{15}$$

基礎方程式をどのように展開していくかによって,標準SPH法の中でも何種類かの形式が提案されている. 問題に応じてどの形式のものを使うのか選択する必要がある.

ここで一度,計算コードを作成する立場で整理して みる.ある任意の時刻(nステップ目とする)で,全粒 子の質量,位置,速度,密度,内部エネルギー,圧力 がわかっているとする.n+1ステップ目のi粒子の物 理量は,時間1次精度の前進差分法を用いると次のよ うに書ける.

$$\mathbf{x}_i^{n+1} = \mathbf{x}_i^n + \Delta t \times \mathbf{v}_i^n, \tag{16}$$

$$\mathbf{v}_{i}^{n+1} = \mathbf{v}_{i}^{n} - \Delta t \times \sum_{j} m_{j} \left(\frac{p_{i}^{n}}{\rho_{i}^{n^{2}}} + \frac{p_{j}^{n}}{\rho_{j}^{n^{2}}} \right)$$
$$\nabla W (\mathbf{x}_{i}^{n} - \mathbf{x}_{j}^{n}, h), \tag{17}$$

$$u_i^{n+1} = u_i^n + \Delta t \times \frac{p_i^n}{\rho_i^{n^2}} \sum_j m_j (\mathbf{v}_i^n - \mathbf{v}_j^n) \cdot \nabla W (\mathbf{x}_i^n - \mathbf{x}_j^n, h).$$
(18)

ここで上付き添え字*n*および*n*+1はステップ数, Δ*t* は時間刻み幅をあらわす.ここでは各粒子のもつ質量 は時間変化しないとした.

式(16)~(18)から, n+1ステップ目の全粒子の位置, 速度,内部エネルギーが求まる.n+1ステップ目の 密度については,式(14)の右辺に,n+1ステップ目 の粒子の位置を用いて求める.あとは,n+1ステッ プ目の圧力が計算できれば,n+2,n+3,…と帰納法 的に計算することが可能となる.n+1ステップ目の 圧力を計算するためには,状態方程式が必要である. 状態方程式が与えられれば,n+1ステップ目の密度 と内部ネルギーからn+1ステップ目の圧力が求まる.

したがって、計算の初期条件として、全粒子の質量、 位置、速度、内部ネルギーが与えられれば(初期密度は、 式(14)から計算する)、流体のその後の運動は計算で きることとなる、非常に簡単な手法である(と思う)、

実際に計算コードを組む際には、時間積分に2次の

精度をもたせたり, hを可変にしたり,時間刻み幅 Δtを効率よく決めるための工夫などが必要である. また,流体の運動に衝撃波がともなう場合には,運動 方程式とエネルギー方程式に人工粘性を加えるなどの 工夫も必要である[e.g., 12].

3.3 状態方程式⁴

SPH法に限らず,一般的に流体の運動を解くため には,状態方程式が必要である.状態方程式とは,熱 力学において状態量の間の関係を与える式である.も っとも有名な状態方程式は,理想気体の状態方程式で ある.

$$p = (\gamma - 1)\rho u. \tag{19}$$

ここで y は比熱比をあらわし、単原子分の場合は5/3, 二原子分子の場合は7/5の値をとる.状態量として何 を用いるかによって状態方程式の表現形式が異なって くる.式(19)においては、密度と内部エネルギーが与 えられれば、圧力が求まる形式になっており、流体の 基礎方程式との相性がとても良い.天文学の諸問題に おいては、理想気体の状態方程式で事足りることが多 いが、惑星科学の諸問題においては、実際の物質(例 えば、岩石、鉄、氷など)を模擬した状態方程式を用 いらなければ、実際の現象を再現することが難しい場 合が多い.例えば、気体は圧力をかけると体積が容易 に変化するが、固体の場合、圧力をかけても体積はほ んの少ししか変化しない.このような違いを取り扱う ことが、惑星科学における天体衝突現象の理解には非 常に重要となってくる.

惑星科学における天体衝突計算では,Tillotson状態 方程式[13]とANEOS [14]と呼ばれる状態方程式がよ く使われる.Tillotson状態方程式は,10個のパラメ ータを含んだ2つの式で定式化されており,密度と内 部エネルギーから圧力を計算することができる.パラ メータの値は,衝撃波実験や高温高圧実験などで得ら れたデータに合うように設定されており,水,氷,花 崗岩,玄武岩,鉄,アルミニウムなど惑星科学で用い られる多くの物質に対してパラメータの値が定まって

^{4.} 著者がまだ修士の大学院生だった頃、某指導教官に「君は何種類の状態方程式を知っているのかね?」と質問され、「理想気体、ファンデルワールス、Tillotson, ANEOS, …」と答え、そのあとが出てこなくて、苦し紛れに「水の状態方程式、岩石の状態方程式、鉄の状態方程式、…」と続けたら、ふざけるなと言われて怒られたことがある。

いる.この状態方程式は、固体(液体)の状態および蒸発を伴うような変化もある程度正しく再現することができる.ただし、Tillotson状態方程式だけから温度や蒸発率を正しく求めることは難しい.

Tillotson 状態方程式が、実験データに合うように半 解析的に求められた状態方程式であるのに対して. ANEOSの状態方程式は、熱力学の第一原理から状態 を計算する状態方程式である. ANEOSはFORTRAN というプログラミング言語で書かれた約3000行のプ ログラムで、入力パラメータの数は約40個ある、す べての入力パラメータが実験的に正しくもとまってい るわけではないが、何種類かの物質については、ある 程度,物質の相図を再現している.熱力学的に状態を 求めているので、温度や蒸発率などの様々な状態量を 矛盾なく求めることができる.実際によく使われてい る物質としては、シリカ、フォルステライト、鉄など がある、最近では、単原子分子の気体状態しか表現で きなかった ANEOS は改良され、多原子分子の気体状 態でも扱える M-ANEOS⁵[15]が、最近のシミュレーシ ョンではよく使われるようになってきている.

その他に、H₂Oの状態を非常に正しく与えてくれる 5-phase EOS [16]や、ロス・アラモス研究所が提供す るSESAMIという状態方程式などが惑星科学におけ る天体衝突計算に使われている.

3.4 様々な物理

これで一応は圧縮性理想流体の運動を数値的に解く ことができるようになった.その後は、適宜、扱う問 題によって、様々な物理を基本方程式に組み込んでい けば良い.例えば、天体衝突の規模が大きい場合、天 体の自己重力が重要となってくる.その場合、運動方 程式(12)の右辺に自己重力の項を追加すれば良い.放 射などで温度が下がっていくことを模擬したければ、 エネルギー方程式(13)の右辺に放射冷却の項を追加す ればよい.もちろん、これらの追加項を計算機上で効

率良く計算するためにはある程度の熟練したプログラ ミングスキルが必要ではある. また,惑星科学における衝突問題において,物質は

弾性的もしくは塑性的に振る舞う場合が多い. その際

は、圧力の代わりに応力テンソルを用いて運動方程式 を定式化する必要がある[8].また物質の脆性を模擬 したければ、適宜破壊モデルを導入する必要がある [8].さらに、最近では、空隙を考慮したSPH法[17]や、 摩擦を考慮したSPH法[18]なども開発されている。

4. SPH法の長所と短所

ありとあらゆる問題に適した完全な流体数値計算法 というものは存在しない.それぞれの計算法には長所 と短所がある.問題の本質を見極めて,適宜その問題 に適した手法を用いることが最善の策である.SPH 法以外にも,様々な計算手法が惑星科学における衝突 数値計算に用いられている.例えば,DEM [4], iSALE [19, 20], SOVA [21], ZEUS-MP2 [22], CTH [23]などが挙げられる.

以下にSPH法の長所についてまとめる. 〈長所〉

(1) アルゴリズムが簡単であること.

(2) 本質的に3次元計算向きの計算手法であること.

(3) 真空領域が広い場合でも計算コストが余分にかか らない.

(4) 物質が大変形するような場合を得意とする.

(5) 高密度な部分は多くの粒子が密集しているので, 高精度となる.

(6) 境界条件に特別な配慮をする必要がない

(7) 2種類以上の物質を容易に扱うことができる.

SPH法を用いた計算コードの主要部分はおよそ300 行程度で記述できる. 簡単な計算であれば, SPH法 の勉強をゼロから始めて, 計算コードを自作し, 実際 に計算を走らせるまでに2週間程度あれば, それっぽ い結果を得ることができる(長所1). SPH法が簡単で ある理由の一つに, 他の手法と比べて, 1~2次元の コードから3次元のコードに拡張する際, 困難がほと んどないことが挙げられる(長所2).

惑星科学における天体衝突の問題によっては,計算 領域の大部分に物質がなく真空である場合がある.そ の場合,オイラー的手法では,その真空領域も格子を 張り巡らせる必要があり計算コストがかかる.一方, SPH法では粒子が存在しない部分はそもそも計算す る必要がない(長所3).また,衝突天体が宇宙空間を 高速で移動し,衝突によってイジェクタが激しく飛び

M-ANEOSのMは、分子を扱うことができるようになったこと から、moleculeの頭文字を用いたとされているが、一説によ ると、開発者のメローシュ(H. J. Melosh)のMをとったもの であるとも言われているが、怖くて本人の確認はとっていない。

散ったりするような場合,オイラー的手法では空間に 張られた格子間を大量に物体が横切るようになるため, 数値的な拡散が大きくなってしまう.その点,粒子に 沿って運動を解くSPH法は有利と言える(長所4).ま た,天体が回転しているような場合も,粒子間の相対 速度は小さいので,角運動の保存性が良い(または完 全に保存する).さらに,SPH法では陽に計算領域を 設定する必要はない.粒子が存在している領域が計算 領域である.したがって,オイラー的手法のように, 計算の境界条件にあまり神経質になる必要がない(長 所6).

惑星科学においては、2種類以上の物質を1回の計 算で用いる場合がある。例えば、月を形成したと考え られている巨大天体衝突では、マントルとコアで状態 方程式が異なり、これらの物質の違いを考慮すること が重要となってくる。オイラー的手法では、物質境界 がどのように移動していくかなどの特別な配慮が必要 であるが、SPH法では粒子毎に異なる状態方程式を 用いればよいだけなので、別段配慮は必要となってこ ない(長所7).

次にSPH法の短所について述べる. 〈短所〉

(1) 数値不安定性が少なく、計算が破綻しにくい.

(2) 低密度な部分は粒子が少ないため、計算の精度が 悪い.

(3) 密度ゆらぎが内在する.

(4) 他の手法と比べて計算コストがやや高い.

(5) 初期値の設定にやや苦労する.

(6) 物理的境界条件(例えば壁など)を与えるのに工夫 がいる.

(7) 軸対称の座標系での計算に不向きである.

SPH法では,式(1)に代表されるように,物理量の 足しあわせ(もしくは平均化)が随所で行われているた め,計算コードは非常に数値的に安定している.その ため,実際に計算を走らせると,途中で計算が破綻す ることはあまりなく,とりあえず何かしらの結果が出 てくる.このことは一見長所に見えるが,注意が必要 である.計算が破綻しにくいということは,計算が間 違っていることを計算機が教えてくれない.他の手法 では,計算コードにバグがあると,大抵の場合,計算 が途中で破綻し計算が止まる.したがって,このこと はSPH法の短所であると考えるべきである(短所1). さらに, SPH法は, 物理的に起こると予測される不 安定性さえも抑えてしまうことがあるので, 不安定性 が重要となってくる問題には不向きである.

SPH法は高密度な部分は高精度になるが(長所5), 低密度な部分は低解像度となる(短所2).したがって, 低密度領域が重要となってくる問題(例えば電磁場な ど,場の量を問題とする場合)では短所である.また, SPH法では,近傍粒子の寄与(例えば100個とか)で密 度が決定されるため,密度ゆらぎが内在する(短所3). 密度のゆらぎが重要となってくる問題,例えば,原始 惑星系円盤内の密度波を調べるなどの問題には特別な 注意が必要である.

SPH法は、他の一般的な計算手法と比べると計算 コストがやや高い傾向にある(短所4). 例えば、一般 的なオイラー法の場合。1つの格子点に対して隣接す る格子点の数(計算スキームによるが3次元計算の場 合、大抵10点以下)だけ考慮して計算すれば良いが、 SPH法の3次元計算の場合,1粒子あたり50~100個 の近傍粒子との相互作用を計算しなければならない. また, 粒子の配置も時事刻々と変わるので, 粒子間距 離の計算も毎計算ステップで行わなければならない. さらに、SPH法の粒子1個が、オイラー法の格子点1 個に対応する解像度を持っているかというと、必ずし もそうではない。特に衝撃波面のような不連続面では、 物理量の平均化(式(5)と(6))によって衝撃波面をスム ージング長h以下で表現することは困難である.標準 SPH法では、衝撃波面はおよそ5粒子程度の厚み(約 2hに相当)を持ってしまうことが知られている。一方. 精度の良いオイラー法では、1~3格子程度で衝撃波 面を捉えることができる、したがって、問題によって は、オイラー法と同等の解像度を得るためには、オイ ラー法の格子点よりも多くの粒子数を必要とする.

SPH法では,初期条件として粒子をどのように配置するのかを考える必要がでてくる(短所5).そのため,初期条件を作るためだけのプログラムを別途作成するなど,他の手法ではあまり苦労しないことに苦労することがある.SPH法の計算領域についてはほとんどの場合,特に何も配慮をする必要はないが(長所6),物理的な境界条件,例えば,壁を設定するなどの場合,壁と粒子の相互作用をどのように与えるのかなどを考慮しなければならず苦労する(短所6).

SPH法が3次元計算向きの手法であることはすでに



図2: 破壊的衝突の一例. 半径100kmのターゲット天体に半径28kmのインパクター天体が速度3km/sで斜め衝突したとき の数値計算結果. 図中の濃淡は運動エネルギーを表している. ターゲット天体が大きく変形し,大量のイジェクタが 放出されていることがわかる. SPH法による500万粒子を用いた衝突計算である(Genda et al. (2015)[36]より改変).



図3: SPH法を用いた巨大天体衝突計算の例.同じ質量の火星サイズの原始惑星同士が斜めに衝突している.図の上段((a) ~(d))は衝突速度1.3×ν_{esc}の場合,図の下段((e)~(h))は1.5×ν_{esc}の場合.ここで,ν_{esc}は2天体の脱出速度である. わずかな衝突速度の違いで、衝突の結果が大きく異なり、低速度の場合(上段)は、原始惑星同士が合体するが、高速 度の場合(下段)は、合体せずに、お互いに離れていく.これらの衝突によって大量の物質が地球型惑星形成領域にば らまかれることが図からわかる(Genda et al. (2012)[43]より改変).



図4: 氷ターゲットに直径10kmの彗星が11km/sで斜め衝突した時の数値計算例. 色の濃淡は圧力分布を示しており、衝突前の(a)には最高到達圧力分布を示した(Sekine et al. (2011)[50]より改変).

述べた(長所2).しかし,SPH法が軸対称の座標系で の計算,例えば1次元球対称や2次元軸対称の計算な どには不向きであることが知られている(短所7).軸 対称の座標系では,SPH粒子は球殻もしくはトーラ ス状の形状をしていることになり,特に軸付近の粒子 の質量は小さくなり,その扱いに困難を伴う.2次元 軸対称の計算を2次元で解いた場合と,3次元で解い た場合で答えが変わってくる場合があるので注意が必

要である.

上で述べた短所は、標準SPH法の一般的な短所で あり、それぞれの短所を克服するように改良が加えら れたSPH法も存在している.その場合、大抵はプロ グラムが複雑になり、長所(1)の利点が失われる場合 が多い.

5. SPH法の応用例

惑星は、星の誕生時に星の周りに付随した原始惑星 円盤と呼ばれるガスと塵からできた円盤の中で誕生す る[e.g.,24]. 無数の塵が衝突合体して無数の微惑星(直 径1~100 km)が形成され[e.g., 25], それら微惑星がさ らに衝突合体を繰り返して、原始惑星が形成される [e.g.,26]. 地球型惑星領域ではこれら原始惑星が衝突 合体を繰り返して、地球サイズの天体が形成され [e.g.27]、木星型惑星領域では、原始惑星が周囲のガ スを大量に集めて木星や土星などの巨大ガス惑星が形 成される[e.g.,28]. その際, 揮発元素を含んだ隕石や 彗星が、木星や土星の重力で散乱されて地球型惑星領 域に侵入し、地球型惑星に衝突し、大気や海を形成し たと考えられている[e.g.,29]. 天体衝突は惑星の形成 過程、および惑星の進化過程の様々な場面で起こる現 象である.この節では、SPH法が実際に使われてい る衝突数値計算の応用例の中で著者も実際に取り組ん できた例を3つ紹介する.

5.1 微惑星同士の破壊的な衝突

微惑星の衝突合体で,原始惑星が形成されると考え られているが,微惑星同士の衝突が破壊的な場合,原 始惑星は大きく成長できない[e.g., 30].したがって, どのような衝突で,破壊的な衝突が起こるのかを定量 的に調べることは,最終的に出来上がる惑星の大きさ や,そもそも惑星ができないという問題を考える上で 重要である.

天体衝突の破壊度を評価する指標として、インパク ター天体の衝突によってターゲット天体の質量がちょ うど半分になってしまう衝突エネルギー値(Q_D*)がよ く使われている.Q_D*は天体の質量で規格化された単 位質量あたりの衝突エネルギーであり、単位としては J/kgの次元をもつ.衝突実験[31]、スケーリング則 [32]、小惑星のサイズ分布[33]、衝突数値計算[e.g., 34, 35]などを用いて、様々なサイズ(µm~1000 km)の天 体衝突におけるQ_D*が求められている.その中でも、 天体の重力が重要になってくる1 kmを超えるサイズ の天体衝突では、SPH法を含めた幾つかの計算手法 で数値的に調べられてきた。例えば、Benz and Asphaug(1999)[34]がSPH法を用いて求めたQ_D*の値 は,惑星形成のみならず,小惑星帯の衝突進化など様々 な研究で広く用いられている.

最近,著者はSPH法を用いてQ₀*値の再評価を試み ている[36].図2は、500万粒子を用いた破壊的衝突の 一例である.得られた重要な結果としては、Q₀*の値 が計算の解像度に依存し、我々が行った最低粒子数(5 万粒子)と最高粒子数(500万粒子)でQ₀*の値が約2倍 異なることがわかった.詳細な検討を行った結果、衝 突エネルギーが衝撃波の通過によって内部エネルギー と運動エネルギーに分配される効率が粒子数に依存し、 1億粒子程度を用いればQ₀*の収束値が得られそうで あることを確認した.これまでのSPH法を用いた研 究では5万粒子程度の解像度でしか計算が行われてお らず、十分な精度でQ₀*が求められていなかったこと を意味する.

5.2 原始惑星の衝突

地球型惑星形成の最終段階では、火星サイズの原始 惑星同士がお互いに衝突合体を繰り返すと考えられて いる.原始惑星同士の衝突は、巨大天体衝突(ジャイ アントインパクト)と呼ばれ、月の形成[37]や、水星 の起源[38]、マグマオーシャンの形成[39,40]、大気・ 海の形成[41,42]などの問題と深く関わっている.

著者は、これら巨大天体衝突が必ずしも原始惑星の 単純な合体を意味するのではなく、衝突条件によって は衝突後、2つの原始惑星が離れていくような衝突や、 激しくマントル物質がばら撒かれるような衝突などの 様々な衝突様式があることをSPH法を用いて系統的 に調べた[43]. 図3は、火星サイズの原始惑星同士の 衝突の様子を2例示しており、設定した衝突条件とし て、衝突速度だけがわずかに異なっている. 低速で衝 突した場合(図3上段)、原始惑星同士は合体するが、 高速で衝突した場合、2天体は衝突後離れていくこと がわかる(図3下段). どのような衝突条件で原始惑星 が合体するのかを詳しく調べ、実際に地球型惑星形成 の最終段階で起こる原始惑星同士の衝突の約半数は、 後者のような合体しない衝突であることがわかった.

さらに、最近では、このような原始惑星同士の衝突 で、大量の物質が地球型惑星形成領域にばら撒かれる ことがわかってきた[44, 45]. ばら撒かれた物質同士 がさらに衝突破壊を繰り返し、地球型惑星形成の最終 段階は地球型惑星形成領域にデブリ円盤が形成される ことがわかってきた.実際に,赤外線観測により,若 い星の多くは赤外超過がみられ[46],その幾つかは温 度の高い地球型惑星領域のデブリ円盤だと推測されて いる[47].この観測された高温デブリ円盤が巨大天体 衝突によるものであるとすると,我々はすでに,地球 型惑星形成の現場を観測的に捉えていることになるの かもしれない.

5.3 衝突実験と衝突数値計算

天体衝突現象は惑星(衛星)形成のみならず,惑星(衛 星)の大気形成にも重要な役割を果たす.例えば,衝 突天体に含まれている揮発性元素が衝突によって脱ガ スし大気を形成するプロセス[48]や,天体衝突によっ て大気を剥ぎ取るプロセス[49]などと深く関係してい る.

著者は、衝突実験のグループと協力して、タイタン の窒素大気形成の問題に取り組んだ[50].実験室では、 アンモニア氷に飛翔体を高速で衝突させると、圧力 10 GPa程度からアンモニア氷が熱分解しはじめ、約 23 GPa以上になると完全に窒素分子に分解されるこ とがわかっていた.著者は、後期隕石重爆撃期に起こ る彗星の高速度衝突を数値計算し、アンモニア氷が窒 素分子に分解される量を定量的に計算した.図4は、 氷表面に直径10 kmの彗星が11 km/sで衝突したとき の圧力分布を示している.数値計算で得られた圧力分 布から生成される窒素分子の量を定量的に見積もり、 最終的に現在タイタンが持っている分厚い窒素分子大 気が、後期隕石重爆撃期に衝突してくる彗星のフラッ クスで十分形成しうることを初めて示した.

6. 最後に

衝突現象に限らず,多くの自然現象は3次元的に振 る舞う.したがって,物の流れを数値的に解く場合, 3次元計算が必須となってくる.SPH法は,3次元計 算向きの手法であるため(長所2),かなり昔から多く の問題に対して3次元計算がされてきた.一方,他の 手法は,十分な数の格子・要素を設定しないと安定的 に数値計算ができないという困難さから,十分な解像 度で3次元計算がされるようになったのは,SPH法に 比べると若干遅れたように思う.SPH法の場合は,少 ない粒子数でもそれなりの結果が得られるため,問題 の大枠を掴むのに大変有効な手段だったと言える. そ の後,SPH法でも多くの粒子数が使われるようにな り計算は高精度化した.別の手法でも3次元計算がさ れるようになり、1つの問題に対して、いくつかの手 法で取り組まれるようになってきた.それぞれの計算 コードには長所と短所があるので、結果をお互いに比 較検討することによってより理解を深めることが可能 となってきている.

SPH法は日々進化しており,例えば,日本の惑星 科学の分野に限っても,最近では,物質境界面をより 正しく扱うことのできるDISPH法[51,52]が開発され たり,衝撃波面をより正しく捉え,高速に計算するこ とのできるGodunov SPH法[53]が惑星科学へ応用さ れはじめている.

著者が自作した計算コードは現在,何人かの研究者 が使っており,成果もあがりつつある[54,55].読者 の中で,実際に使ってみたい方がいれば,連絡をして いただきたい.喜んで計算コードを提供する.そして バグなどを報告してもらえれば大変助かる.なにぶん, SPH法の短所(1)により,計算機はあまりバグを教え てくれないので……….

謝 辞

本原稿を執筆するにあたり、犬塚修一郎氏、渡邊誠 一郎氏、高田淑子氏には、SPH法の歴史認識に関し て参考となるご意見をいただきました. 心より御礼申 し上げます. また、本誌の3節を執筆するにあたり、「シ ミュレーション物理(朝倉書店)」と「シリーズ現代の 天文学 第14巻シミュレーション天文学」を参考にさ せてもらいました. また、有意義な査読意見をいただ きました高田淑子氏、執筆の機会を与えてくれた長谷 川直氏の両氏に感謝します.

参考文献

- [1] Popova, O. P. et al., 2013, Science 342, 1069.
- [2] Ohno, S. et al., 2014, Nat. Geosci. 7, 279.
- [3] 諸田智克, 2011, 遊星人 20, 324.
- [4] 和田浩二, 2015, 遊星人 24(本号).
- [5] Lucy, L. B., 1977, Astron. J. 82, 1013.
- [6] Gingold, R. A. and Monaghan, J. J., 1977, Mon. Not.

R. Astr. Soc. 181, 375.

- [7] Benz, W. et al., 1986, Icarus 66, 515.
- [8] Benz, W. and Asphaug, E., 1999, Icarus 142, 5.
- [9] Miyama, S. M. et al., 1984, Astrophys. J. 279, 621.
- [10] Watanabe, S. and Miyama, S. M., 1992, Astrophys. J. 391, 318.
- [11] Takata, T. et al., 1994, Icarus 109, 3.
- [12] Monaghan, J. J., 1992, Annu. Rev. Astron. Astrophys. 30, 543.
- [13] Tillotson J. H., 1962, Technical Report GA-3216, General Atomic Report.
- [14] Thompson, S. and Lauson, H., 1972, Sandia National Laboratory Report, SC-RR-71 0714:113p.
- [15] Melosh, H. J., 2007, MAPS 42, 2079.
- [16] Senft, L. E., and Stewart, S. T., 2008, MAPS 43, 1993.
- [17] Jutzi, M. et al., 2008, Icarus 198, 242.
- [18] Jutzi, M., 2015, Planet. Space Sci. 107, 3.
- [19] 黒澤耕介ほか, 2014, 遊星人 23, 103.
- [20] Ivanov, B. A. et al. 1997, Int. J. Impact Eng. 20, 411.
- [21] Shuvalov, V., 1999, MPS 44, 1095.
- [22] Korycansky, D. G. et al., 2000, Icarus 146, 387.
- [23] McGlaun, J. M. et al., 1990, Int. J. Impact Eng. 10, 351.
- [24] Hayashi, C. et al., 1985, in Protostars and Planets II, 1100.
- [25] Wada, K. et al., 2007, Astrophys. J. 661, 320.
- [26] Kokubo, E. and Ida, S., 1998, Icarus 131, 171.
- [27] Kokubo, E. and Genda, H., 2010, Astrophys. J. Lett. 714, 21
- [28] Ikoma, M. et al., 2001, Astrophys. J. 533, 999.
- [29] Morbidelli, A. et al., 2000, MPS 35, 1309.
- [30] Kobayashi, H. and Tanaka, H., 2010, Icarus 206, 735.
- [31] Holsapple, K. et al., 2002, in Asteroids III, 443.
- [32] Housen, K. R. and Holsapple, K. A., 1990, Icarus 84, 226.
- [33] Durda, D. D. et al., 1998, Icarus 135, 431.
- [34] Benz, W. and Asphaug, E., 1999, Icarus 142, 5.
- [35] Leinhardt, Z. M. and Stewart, S. T., 2012, Astrophys. J. 745, 79.
- [36] Genda, H. et al. 2015, Icarus 262, 58-66.
- [37] Canup, R. M. 2004, Annu. Rev. Astron. Astrophys. 42, 441.

- [38] Benz, W. et al., 2007, Space Sci. Rev. 132, 189.
- [39] Tonks, W. B. and Melosh, H. J., 1992, Icarus 100, 326.
- [40] Hamano, K. et al., 2013, Nature 497, 607.
- [41] Genda, H. and Abe, Y., 2003, Icarus 164, 149.
- [42] Genda, H. and Abe, Y., 2005, Nature 433, 842.
- [43] Genda, H. et al., 2012, Astrophys. J. 744, 137.
- [44] Genda, H. et al., 2014, Proc. IAU Symp. 293, 270.
- [45] Genda, H. et al. 2015, Astrophys. J. 810, 136 (8pp).
- [46] Wyatt, M. C. et al., 2003, Mon. Not. R. Astr. Soc. 342, 876.
- [47] Zuckerman, B. et al., 2011, Astrophys. J. 732, 61.
- [48] Lange, M. A. and Ahrens, T. J., 1982, Icarus 51, 96.
- [49] Melosh, H. J. and Vickery, A. M., 1989, Nature 338, 487.
- [50] Sekine, Y. et al., 2011, Nat. Geosci. 4, 359.
- [51] Hosono, N. et al., 2013, Publ. Astron. Soc. Japan 65, 108.
- [52] Hosono, N. et al., 2015, Icarus, submitted.
- [53] Inutsuka, S., 2002, J. Comput. Phys. 179, 238.
- [54] Citron, R. I. et al., 2015, Icarus 252, 334.
- [55] Fujita, T. et al., 2015, Astrophys. J., submitted.

特集「日本における衝突研究の軌跡」 離散要素法による衝突の数値シミュレーション の歩み

和田 浩二1

2015年6月1日受領, 査読を経て2015年7月13日受理.

(要旨)数値シミュレーションは天体の衝突現象を解明するうえで有効なツールである.日本の天体衝突研 究においては粒子法による数値シミュレーションが盛んに行われ成果を挙げている.本稿では粒子法の中で も筆者が中心となって取り組んでいる離散要素法について解説し,衝突シミュレーションの事例を幾つか紹 介する.離散要素法は個々の粒子の振る舞いを計算する手法であることから、レゴリス層やダストといった 粒子からなる系における衝突現象を解明する有効な手段であり,さらなる応用が期待される.

日本における天体衝突数値シミュレ ーションと離散要素法

天体衝突現象は惑星系の進化の各段階でことごとく 顔を出す重要な鍵となる過程であり、室内実験やフィ ールド調査ならびに探査による観測など様々な手法で 研究されている。それらの手法に対して数値シミュレ ーションの貢献するところは、実験では再現し得ない パラメータ(天体サイズや衝突速度など)の影響を明ら かにすることや、実験や観測においてみられる現象の 詳細な過程を明らかにすること、などであり、天体衝 突を研究するうえで必須の手法となっている. しかし ながら日本の惑星科学における天体衝突研究において は、それらの手法がバランスよく取り組まれてきたと は言えない状況である、本特集号の記事群が示す通り、 衝突実験を行う研究室は国内に数多く存在し多くの重 要な貢献を果たしてきたが、数値シミュレーションに 関しては盛況とは言えなかった(今では多少改善され た). これは天体衝突現象に興味のある研究者に実験 家が多かったという歴史的経緯によるものであろう. 10年以上前のそのような状況において大学院生であ った筆者は、衝突実験に対するこだわりもなく、国内 ライバルも少ないだろうという目論見もあって、衝突

wada@perc.it-chiba.ac.jp

の数値シミュレーションに取り組むことにし,以来研 究を続けている.

一口に数値シミュレーションと言ってもその方法は さまざまである。大きく分けると、計算空間をメッシ ュ(格子)で区切って各格子点上の物理量の推移を計算 していく格子法(またはオイラー法)と、計算空間に粒 子(的なもの)を配置し粒子の運動を追いつつ粒子上の 物理量を計算していく粒子法(ラグランジュ法)がある. 世界を見渡せば、天体衝突のシミュレーションは格子 法も粒子法も同様に開発・利用されている。例えば、 格子法では近年iSALEというコードが天体衝突研究 用に無償配布され普及しつつある(解説は[1]参照). また粒子法の代表的なものとしてはSmoothed Particle Hydrodynamics(SPH法)があり、天文分野を はじめ惑星科学上の衝突現象に対して数多くの研究事 例がある(本特集別記事参照[2]). そんななか,国内 ライバルに限れば安穏としていられても、世界をみれ ばライバルの多い同じ手法で後発として飛び込み勝負 するのは分が悪いとみた筆者は、まだ惑星科学におい てほとんど使われていなかった離散要素法(Discrete Element Method: DEM)と呼ばれる粒子法に着目しこ れをもって勝負しようと考えた次第である.

DEM自体は,他分野,例えば粉体工学や土質力学 分野で盛んな手法であり,手引書も多く刊行されてい るが[例えば3,4],天体衝突現象とくに衝突クレータ

^{1.} 千葉工業大学惑星探査研究センター

ー形成に対しては後述するいくつかの理由もあって用 いられてこなかった. DEMは、粒子からなる系にお いて近接(多くの場合は接触)粒子間相互作用を計算し ながら個々の粒子の運動を追跡するものである.計算 するうえで、連続体力学の概念である場の圧力や構成 方程式といったものを必要とせず,連続体(流体)シミ ユレーションとは本質的に違う手法になる(ちなみに SPHは粒子法であるが連続体シミュレーションであ る[2]). 粉体工学分野で盛んなことからもわかる通り、 多数の粒子からなる系の振る舞いをシミュレートする 最も素直な方法と言えよう. では惑星科学分野での有 用性はどうだろうか?天体衝突には、「粒およびその 集合体」の振る舞いが重要な場面が多々ある. 例えば 近年の探査によって月面のみならず小惑星の表面も砂 粒から構成されるいわゆる [レゴリス層] で覆われて いることが一般的であることが明らかになってきた [例えば5]. そのようなレゴリス層の振る舞いおよび それへの衝突を理解するには、離散要素法によるシミ ュレーションは力を発揮するだろう.また、原始惑星 系円盤において、惑星形成への道はミクロンサイズ以 下の粒子である固体ダストから始まる。そのダストが 衝突合体成長して多数の粒子からなるダストアグリゲ イトとなり、やがて微惑星形成へと至るとされている。 しかしながら微惑星形成はさまざまな理由から問題を 多く抱えており[6]、ダストアグリゲイトの衝突過程 をシミュレーションにより解き明かすことが重要であ る. ここにもDEMによるシミュレーションの貢献が 期待される。

以下では、DEMについてその方法および利点欠点 を解説しながら、計算例として筆者が取り組んできた 研究テーマである衝突クレーター形成過程とダスト衝 突過程について取り上げる. さらにこれまでの研究を 俯瞰して見えてきた共通見解についても述べる.

2. DEM

DEMは個々の粒子の振る舞い(粒子間の非弾性衝 突や摩擦および回転運動など)をよく記述できるシミ ュレーション手法である.これは例えば衝突クレータ ー形成の際に生じる放出物(イジェクタ)粒子の運動を 理解し速度分布などを求めるうえで大きな利点である. さらに、粒子からなる系の振る舞いをシミュレートす るうえで、連続体シミュレーションでは前もって与え ねばならない構成方程式(これが良くわかっていな い)を与える必要がなく、個々の粒子間相互作用のモ デルを与えるだけで系の全体的な振る舞いはシミュレ ーション結果として出力される.

DEMには、粒子を剛体球(hard sphere)として扱う ものと軟体球(soft sphere)として扱うものの2つの流 儀がある.後者の軟体球を扱う手法をとくに個別要素 法(Distinct Element Method)と称することが多い(こ れは最初の論文[7]でそう呼称されたからという歴史 的経緯による.離散要素法も個別要素法もどちらもそ の英語表記を略せばDEMであり、多くの場合個別要 素法のことを指していることが多いが、離散要素法の 方がより包括的な概念である).以下では、DEMと記 述した場合、個別要素法を指すものとする.

剛体球モデルでは、粒子同士は重なることはない. その接触前後の振る舞いは、設定された粒子間反発係 数に応じて計算される.このため接触中の振る舞いは 計算されることなく、接触の帰結が「一瞬で」出力さ れる.このモデルでは、次に接触する粒子ペアを見つ けては時間を更新して計算を進めていけばよいことか ら、事象推進型(Event-driven)手法とも呼称される. 一方、軟体球モデルでは、接触している粒子同士が重 なることを許し(実際には粒子は接触面で変形してい ることになる)、その重なり具合に応じて(たいていの 場合重なった距離に応じて)接触中の弾性反発などの 相互作用を逐一計算し、結果として粒子の振る舞いが 計算される.これは分子動力学的(MD-like)手 法とも言われている.

二つのモデルにはそれぞれ得手不得手がある. 剛体 球モデルは,粒子同士の接触が頻繁ではなくあっても 2体接触である場合に有効である.計算の時間ステッ プは接触頻度によるため,接触頻度が少なければ計算 時間を大幅に短縮できる.例えば,惑星リング粒子の シミュレーション[8]などでは有効な手法である.一 方で,粒子接触が頻繁で3体以上の同時接触が盛んな 場合や粉体層のように粒子同士が常に接触しているよ うな場合には,原理的に計算の時間ステップを無限小 にする必要があり破綻する.それでも,計算時間の短 さと粒子間相互作用の計算の簡便さは魅力的であり, 破綻を回避する方策(例えば粒子塊の構成粒子の常時 振動を許容する,あるいは計算しない,など)を施して, 微惑星や小惑星の破壊と再集積のシミュレーションな どがこの方法で行われてきた[例えば9,10].

多数の粒子の同時接触の問題は,実際に接触中の粒 子の振る舞いが計算される軟体球モデルにおいては解 消される.しかし,接触中の計算を行うために計算の 時間ステップを小さくする必要がある.例えば,接触 球同士の弾性力をヘルツ(Hertz)則(反発力が重なり 距離の3/2乗に比例する)[11]に従ってモデル化した場 合,相対速度νで衝突した半径rの球同士の接触継続 時間τは

$$\tau = 5.84 \left[\frac{\rho (1 - \nu^2)}{E} \right]^{2/5} \frac{r}{\nu^{1/5}}$$
(1)

で与えられるが(p: 粒子物質密度, v: ポアソン比, E:ヤング率).時間ステップはこれの1/20程度以下 にすることが推奨されている[4]. この式からわかる 通り, 高速の衝突や粒子サイズが小さい場合には時間 ステップはより小さくする必要があることが分かる. 例えば、半径1 mmの石英球が速度100 m/sで衝突す るとき、τはおよそ2μ秒となり、砂層におけるクレ ーター形成時間約0.1秒と比較するとごく短い.この ことは扱い得る粒子数にも限界が生じることを意味し. 現状のパソコン程度の計算機では、パラメータスタデ ィを行うことも考えると高々100万個程度の粒子数に とどめておくことが現実的である。100万個と聞くと 多い印象を抱かれるかもしれないが、一辺に100個粒 子を並べた立方体領域程度に過ぎず、スプーン一杯の 砂糖粒程度である. また. ヘルツ則に代表される粒子 間相互作用モデルは静力学平衡に基づいており、物理 的に意味のある粒子間相対速度には限界があると考え られ、粒子物質の音速以下が望ましい(ただし、ヘル ツ則は後述するように線形バネではないので、適用限 界速度は大きいかもしれない).また、粒子「間」の接 触振る舞いは記述できても粒子内を走る音速や衝撃波 は記述できず、粒子そのものが破壊されることは想定 されていない、したがって、衝突速度を考えるととも に,扱う粒子とは何か?ということを考える必要があ る。計算粒子のサイズとしてダストアグリゲイト構成 粒子やレゴリス粒子のサイズそのものをもってする場 合には、粒子が破壊されない限り堂々と計算粒子はそ れら現実の粒子に対応していると言えるが(球形かど

うかという「形」の問題は別として),例えば大きな砂 箱や小惑星といった計算領域を大きく取りたいがため に構成粒子を現実の粒子より大きく設定する、といっ た場合、その粒子は何を意味するか慎重に考えておく べきである. このような制約があるために、km/s以 上の高速で衝突するときのクレーター形成(クレータ ーも大きくなるのでより大きな計算領域を用意する必 要がある)には注意すべきであり、これが衝突クレー ター形成シミュレーションにあまり適用されない理由 である、総じて、軟体球モデルにおいては扱う粒子の サイズと速度の設定が適切であれば、粒子が密に詰ま った系の振る舞いをよくシミュレートできると考えら れ.惑星科学的分野でもシューメーカー・レヴィー第 9彗星の分裂[12]や衝突クレーター形成[13, 14], イジ ェクタ堆積[15], ラブルパイル(瓦礫)小惑星の衝突 [16]. 小惑星レゴリス層の状態[17]. ダストの衝突[18-281などの計算例がある.

離散要素法のその他の特徴としては、粒子のサイズ 分布や非球形粒子を扱い得ることが挙げられる. もち ろん現実の粒子は不規則形状が普通であろうから、真 球の粒子によるシミュレーション結果は現実を反映し ていないかもしれない. ただし、非球形粒子等を取り 入れた場合粒子の接触判定に時間が費やされ、計算コ ストが増す. そのため球形粒子でシミュレーションを 行うことが多いが、結果を解釈するうえでは注意が必 要である.

3. DEMを用いた衝突シミュレーション

軟体球モデルを用いる DEM の計算は、大まかには、 1)接触粒子の探索、2)粒子間相互作用の計算、3)粒子 の位置・速度の更新、4)時間の更新、のサイクルで進 んでいく.このうち最も計算コストを要するのは、1) の接触粒子の探索である.ある粒子ペアが接触してい るかどうかはその距離を計算して判定するしかなく、 N個の粒子を扱っているならば単純にはN²回(全ペア 数)の距離計算が必要となる.ただし、あらかじめ接 触粒子の探索を始める前に粒子ごとに近隣粒子のリス トを作成しておけば、探索候補粒子数が限定され探索 回数を減じることが可能である.そのために空間を格 子状に区切っておいて、粒子と格子番号との対応付け しておくという方策が良く用いられる[例えば、3.4、 13参照].

なお,粒子法全般に言えることであるが,接触粒子 の探索を毎時間ステップごとに行わなくてはならない ことから,並列計算とくにメモリ分散型の並列計算(例 えばMPI)とは相性が悪い.なぜなら,原理的には接 触粒子があらかじめ決まっていないために,全並列メ モリが全粒子の位置速度情報を保持しなくてならず, そのため毎時間ステップごとに全粒子情報を交換する 必要が生じるからである.もちろん様々に工夫すれば (近接粒子リストの作成頻度を減らす,計算の分担を 粒子番号ではなく空間領域で分割する,など)コスト 削減は可能であるがケースバイケースである.なお, メモリ共有型の並列計算(例えばOpenMP)であれば, 粒子情報の交換をせずに済み,並列化は容易である.

次に、2)粒子間相互作用について述べる。粒子同士 の接触時に生じる弾性力とエネルギー散逸を簡単に表 現する手段として、バネとダッシュポットが並列して つながったいわゆるフォークトモデル(Voigt model) が良く用いられる(もちろん、直列につないだり直列 と並列を組み合わせたり、とより複雑なモデルを構築 することも可能であるが、重なり距離の関数として力 が与えられるフォークトモデルが最も簡単である). すなわち、粒子に作用する力Fは、粒子間重なり距離 るおよびその速度 δ の関数として以下のように与え られる:

$$F = -k\delta - \eta\dot{\delta} \tag{2}$$

ここでkはバネ定数, η はダッシュポットの粘性係数¹である.これを接触粒子の法線方向と接線方向の どちらにも作用させる.さらに接線方向にはクーロン の摩擦則を表現する摩擦スライダーを作用させ,接線 方向の力 F_i が法線方向の力 F_n の μ (摩擦係数)倍を超 えないようにする

$$|F_t| = \mu |F_n|$$
 when $|F_t| > \mu |F_n|$. (3)

筆者のこれまでの計算例においてもフォークトモデル を用いている. さらに2球が接触した時の法線方向弾 性力*F_{Hert}*を解析的に求めたヘルツ則[11]

$$F_{Hertz} = \frac{4}{3} E^* \sqrt{R} \delta^{3/2} \tag{4}$$

をバネモデルに用い、与えた粒子間反発係数 ε を実 現するようなエネルギー散逸をもたらすダッシュポッ トの粘性係数

$$\eta = 2 \sqrt{\frac{Mk}{1 + (\pi/\ln\varepsilon)^2}} \tag{5}$$

を用いることで、粒子物質の計測可能な物性値(密度、 ヤング率、ボアソン比、反発係数、摩擦係数)で構成 することが可能である[3, 13](ここで E^* は $1/E^* \equiv (1 - v_1^2)/E_1 + (1 - v_2^2)/E_2$ と定義され、 v_{12} および E_{12} はそ れぞれ接触粒子1と2のポアソン比及びヤング率であ る.またRは換算半径、Mは2球の換算質量、kはヘ ルツ則を用いると δ の関数となって $k=4/3E^*\sqrt{R}$ $\delta^{1/2}$).なお、ダストアグリゲイトの衝突計算におい ては、ヘルツ則に付着力の効果が加わったJKR理論 に基づいたモデル化を行っており、それについては後 述する.

粒子にかかる力が計算されれば、あとは並進と回転 の運動方程式を数値的に解くことで、時間ステップ分、 粒子を移動・回転させ、時間を進める. それでは、実 際の計算例を幾つか示そう.

3.1 粉体層への衝突クレーター形成シミュレー ション

室内実験において砂層への衝突実験は良く行われて おり[例えば29],レゴリス層への衝突の模擬の他,砂



図1:DEMシミュレーションによって形成された衝突クレー ターの断面図(トランジェントクレーター形成時).軸の単 位はcm.粒子は初期状態の深さに応じて色付けしてある. 中央左に見える黄色い丸は弾丸粒子を示す.

ここでいう「ダッシュボットの粘性係数」は、通常の「粘性係数」 と次元が違うので注意、変位速度に比例する抵抗力を与える ための係数のことを便宜上「ダッシュボットの粘性係数」と呼 ぶことにする。



図2: DEM衝突シミュレーションで得られたイジェクタ速度– 体積分布. 横軸は重力加速度gおよびクレーター半径R。を 用いて規格化したイジェクタ速度V。縦軸は速度V。以上の イジェクタの累積体積Vol.をR。で規格化したものを示す. 粒子間反発係数 ε および摩擦係数 μを変化させても、衝突 点付近から放出される高速イジェクタについては差が見ら れるが、衝突点から離れた中低速度のイジェクタの速度分 布には差が見られない.

層自体の強度は小さいことから標的強度が重力に比べ 無視できるような大規模衝突(重力支配領域の衝突)過 程を理解する手段となっている。Wada et al.[13]は、 この砂層すなわち粉体層への衝突過程をDEMでシミ ュレートすることを試みた.砂層への衝突シミュレー ションに際しては、標的となる粉体層の準備段階から 個別粒子法による計算を行う. これは砂層のランダム 堆積状態(空隙率約40%)を解析的に作成することが 困難であり、標的作成の段階から数値計算が必要とな ってくるためである.具体的には3次元の箱を用意し そこヘランダムに粒子を自由落下させて堆積させる. とくに粒子間付着力や大きな粒子間摩擦がなければ、 砂粒のランダム堆積時の空隙率約40%が再現される (逆に粒子間付着力や摩擦力をコントロールすること で高空隙のターゲットを作成することも可能である). Wada et al. [13]のシミュレーションにおいては、半径 1 mmの石英粒子38万個を底面が20 cm四方の箱に堆 積させた結果,高さ約7 cmの堆積層が形成され,空 隙率は約43%であった。この堆積層に半径3mmの 弾丸粒子300 m/sで衝突させると、図1にみられるよ うなきれいなお椀型のクレーターが形成される、この 図だけでも、イジェクタとして飛び出す粒子は表面付



図3: 粉体層への貫入のDEMシミュレーション(断面スナップ ショット). 粒子は蓄積されている弾性エネルギーに応じ て赤色に着色されている.

近にあるものだけであるなど、イジェクタ放出の簡易 モデルであるZモデル[30]に調和的な結果を見ること ができる[31].また、イジェクタ粒子の速度-量分布 について実験と調和的となった[13].さらに特筆すべ きは、このイジェクタ粒子の速度-量分布は、粒子間 の反発係数や摩擦係数にほとんど依らないことである (図2).粒子間反発係数や摩擦係数はエネルギー散逸 のパラメータであり、それらに非依存であることは後 述する他のシミュレーション例でも見られ、DEMシ ミュレーションを行うに際して重要な示唆を与えるも のと考えられる.

3.2 レゴリス層への衝突貫入シミュレーション

次に示す計算例は、粉体層への衝突貫入のシミュレ ーションである[32]. レゴリスで覆われた小惑星の表 面には大小さまざまな岩(ボルダ)が存在する. ほとん どのボルダの起源はその小惑星自体のクレーターから 放出されたイジェクタと考えられるが、そのようなボ ルダがレゴリス層へ低速で衝突した場合にレゴリス層 へどれぐらい貫入するのか、その貫入過程を探ること が小惑星の表面混合進化を考えるうえで重要となる. このシミュレーションでは実験との比較を主眼に置い



図4: 粉体層への貫入抵抗F(縦軸)を貫入速度v(横軸)に対してプロットしたもの. 貫入速度は貫入とともに減じていくため, 各パ ネルにおいて右から左へと時間が経過する. 各パネルは粒子間反発係数および摩擦係数を変えた結果を示す(比較のため真 ん中の上下は同じ図である). また3本の線は慣性抵抗則F=¹/₂C_Dρ_iSv²において抵抗係数C_D=0.5, 1, 2のものを示す(ρ_iは標的 のバルク密度, Sは弾丸断面積).

て計算状況を設定した。すなわち、3.1節と同様に直 径420 µmの石英粒子を38万個堆積させた粉体層に, 直径6 mmのプラスティック球を弾丸として70 m/s の速度で打ち込む.粉体層粒子に比べ弾丸粒子が一桁 以上大きいため、弾丸は粉体層を貫入していく(図3)。 貫入中の内部の様子を探ることは数値シミュレーショ ンの利点の一つであるが、粉体中の不均一な応力分布 や粉体特有の孤立波(detached wave)の進行がみられ た[32]. さらに、貫入抵抗を直接算出してみると、不 均一な応力分布にもかかわらず、流体力学的な貫入速 度の2乗に比例する抵抗力が発生しその抵抗係数もお よそ1程度であることが示された。また、粘性散逸力 と類似の、速度に比例する項の存在も明らかになった. 得られた貫入抵抗力は実験結果と調和的であり. DEMによるシミュレーションの有用性を示すもので ある. また、貫入抵抗は、粒子間の反発係数および摩 擦係数にほとんど依らないことも明らかとなり(図4). ここでも散逸パラメータ非依存性という性質が浮かび 上がってきた.

3.3 はやぶさサンプラーホーンのシミュレーション

DEMの有用性を示す例として、最近筆者が行った 「はやぶさ2」搭載サンプラーホーン内の粒子挙動につ いてのシミュレーションを紹介する。日本の小惑星探 査機である「はやぶさ」および「はやぶさ2」では、小 惑星にタッチダウンして試料を採取するための機構と して、サンプラーホーンを搭載している[33].サンプ ラーホーン内で小惑星表面に向けて速度300 m/sで弾 丸を発射し、発生したイジェクタ粒子をサンプラーホ ーン上端に位置する捕集室へ回収するという仕組みで ある、この際、イジェクタ粒子がどれくらい回収され るのかが問題であり、実験とともにシミュレーション でもその挙動を探ることが重要となった(本特集号別) 記事[34]も参照). 直接の衝突シミュレーションは Schwartz et al. [14]が試みているが、衝突から回収ま でを計算することは大変時間がかかるため,筆者のシ ミュレーションにおいては衝突過程を省いた. すなわ ち、イジェクタ粒子として例えば半径1 mmの粒子を



図5:はやぶさ2サンプラーホーン回収量推定シミュレーション による相対回収量.壁との反発係数(横軸)および摩擦係数 (各線)に応じて回収量は変化する.

ホーンの底面に敷き詰め、速度分布則[35]に基づいて 射出し、以後のホーン内の粒子の挙動をDEMで計算 していくというものである. 小惑星上の微小重力環境 を模擬することは室内実験ではなかなか難しいが、シ ミュレーションでは可能であり、小惑星表面で回収さ れる試料量について示唆が得られる。行ったシミュレ ーションによると、回収量は粒子と壁との反発係数お よび摩擦係数に大きく依存することが明らかとなった (図5). 例えば反発係数や摩擦係数を大きくすると. ホーン内の壁に衝突した粒子は壁面に沿って上昇でき ず、回収量が大幅に低下する、このような散逸パラメ ータ依存性は3.1節および3.2節で示した散逸パラメー タ非依存な結果とは真逆であるが、この計算において は粒子間衝突がほとんど見られず、エネルギーが散逸 しにくい系であることが原因と推察される.3.1節お よび3.2節の例では粒子は集団として密に存在し、そ れら多数の粒子間相互作用の結果として反発係数や摩 擦係数がいくつであっても容易にエネルギーが散逸す る. その結果, 散逸パラメータに非依存な結果が得ら れたと考えられる.

4. ダスト衝突シミュレーションとその 歴史

原始惑星系円盤を構成する固体成分である塵すなわ ちダストは,惑星の原材料であり,その衝突成長合体

過程が惑星形成論において重要な役割を果たす、この ダスト,もとは星間塵として1µm以下のサイズの粒 子であったものが、円盤内で衝突付着した結果、多数 の粒子からなる「アグリゲイト」の形態で存在すると 考えられている(図6).しかも成長初期の衝突速度が 小さい間は、同じサイズのアグリゲイト同士が付着し ていく結果. いわゆるBallistic Cluster-Cluster Aggregation(BCCA)という高空隙かつフラクタル次 元がおよそ2という構造を保持する[36]. 成長が進み 衝突速度が大きくなると、BCCAアグリゲイトは圧縮 された構造になると考えられている。このようなダス トアグリゲイト同士が円盤内でどんどん衝突付着して 成長し、やがてkmサイズの微惑星となり、その微惑 星も集積して原始惑星へと成長していく、というのが 現在の惑星形成シナリオである.しかしながら、ダス トが衝突付着して微惑星にまで成長する過程には様々 な障壁(例えば数10 m/sという高速衝突による破壊問 題)が存在し、容易ではない[6]. そこで、ダストアグ リゲイト同士が衝突する過程を数値シミュレーション によって調べることで、その構造進化や成長の可能性 を検討する、という研究が盛んに行われてきた、ダス トアグリゲイトは多数の粒子からなり、かつ衝突速度 も高々100 m/sのオーダーに過ぎない(とはいえダス トにとっては十分高速である)というわけで、その衝 突シミュレーションはまさに軟体球モデルを用いた離 散要素法すなわちDEMが得意とするところである. ダストアグリゲイトを構成する粒子は半径0.1 µmと 小さいため、それらの相互作用は分子間力等の付着力 (表面エネルギー)をも考慮した緻密なモデルが要求さ れる. この仕事のパイオニアであるDominik & Tielens [18]では、後述する JKR 理論[11, 37]に基づい て粒子間相互作用をモデル化し、それをシミュレーシ ョンに適用した.彼らの扱った粒子数は高々数十であ ることや2次元面内に限ったことから、信頼性のある 結果が得られたかどうか疑問であった(とはいえ衝突 エネルギーによる結果の分類則は本質を突くものであ った). また, Sirono [38]では同様の2次元シミュレー ションで粒子間焼結の影響を論じている. 最近では, 筆者らのグループをはじめいくつかの研究グループが, 粒子数を増やしアグリゲイト構造や衝突速度、粒子物 性などを振って、ダストアグリゲイト同士の衝突シミ ュレーションに精力的に取り組んでいる.以下では、



図6: 衝突シミュレーションによるBCCAアグリゲイトの形成と進化過程(衝突圧縮・破壊). Wada et al. [20, 22]より改変.

そのシミュレーション手法および得られた結果につい て解説する(遊星人論文[39,40]も参照されたい).

5. ダスト衝突シミュレーションの特徴

ダストアグリゲイトの衝突シミュレーション手法も, 個々の構成粒子の運動を接触粒子間の相互作用を考慮 しながら計算していくという点で離散要素法に分類さ れる(あまり離散要素法という単語は使われないが). 2節や3節で言及したDEMとの違いは,粒子間相互作 用モデルにある.ダストシミュレーションにおいても DEMと同様粒子は弾性体として扱うが,分子間力等 に起因する表面エネルギーすなわち付着力を考慮した モデルが採用されている.表面エネルギーを考慮した 弾性球の衝突接触問題は,Johnson,Kendall,& Roberts [37]が最初にモデル化したため,その著者の 頭文字をとってJKR理論とよばれる(以下で触れる表 式の詳細な導出は[11, 18, 19]などを参照されたい).

その要点は、弾性球の衝突接触モデルであるヘルツ理 論に表面エネルギー y による付着の効果を取り入れ たもので、接触2球の法線方向相互作用力*F_{JKR}*は以下 のように与えられる.

$$F_{JKR} = \frac{4}{3}E^* \frac{a^3}{R} - \sqrt{16\pi\gamma E^* a^3}$$
(6)



図7: JKR理論における2球間重なり距離δ/δ₀に対して2球間に 働く力F_{JKR}/F_cおよび接触面半径a/a₀をプロットしたもの. 重なり距離が負の方向は粒子が離れていく方向を意味し, 力が正の値は反発力を,負の値は付着力を意味する.破線 部分は不安定解であり,付着粒子を引き離していった場合 には実線に沿って変化し,その左端で接触が不連続に断た れることになる.

ここで、aは接触面の半径である(E^* 、およびRはヘ ルツ理論と同定義の量).右辺第一項は弾性反発力で ありヘルツ理論で得られる項に相当する。第二項が表 面エネルギーによる付着力による項である。接触2粒 子が平衡状態(反発力と付着力が釣り合った状態)にあ るとき(すなわち $F_{IKR}=0$)、aは上の式から $a_0 = (9\pi\gamma)$ R^2/E^*)^{1/3}となる.なお、aと接触重なり距離 δ との関係は

$$\delta = \frac{a^2}{R} \left\{ 1 - \frac{2}{3} \left(\frac{a}{a_0} \right)^{-3/2} \right\}$$
(7)

で与えられる.(6) 式と(7) 式において $\gamma = 0$ とすると ヘルツ理論の反発力に帰着することが確かめられよう. さらに最大付着力 $F_c = 3\pi\gamma R$ および平衡状態時の重な り距離 $\delta_0 = a_0^2/(3R)$ を用いて規格化すると以下の関 係式が得られる.

$$\frac{F_{JKR}}{F_c} = 4\left\{ \left(\frac{a}{a_0}\right)^3 - \left(\frac{a}{a_0}\right)^{3/2} \right\}$$
(8)

$$\frac{\delta}{\delta_0} = 3\left(\frac{a}{a_0}\right)^2 - 2\left(\frac{a}{a_0}\right)^{1/2} \tag{9}$$

この2式から F_{JKR} と δ の関係を図にしたものが図7で ある(反発力は正,付着力は負となる).図からわかる ように, $\delta < 0$ (つまり粒子の中心間距離が粒径の和以 上に離れている状態)であっても接触面が維持され接 触している.これは付着力が原因で接触前には存在し なかった「首(ネック)」が接触粒子間に生じ引き伸ば されている状態に対応している.引き伸ばされる最大 の距離 $\delta_c = 0.825 \delta_0$ は平衡状態の重なり距離 δ_0 と同程 度であり,結構な距離を引き伸ばさなければ接触2球 を引き剥がすことができない.引き剥がすのに要する エネルギー E_{break} は、ポテンシャル計算から

$$E_{break} = 1.54 F_c \delta_c \tag{10}$$

と得られる.接触している2粒子に E_{break} 以上のエネ ルギーが与えられるとその2粒子は剥がされ、 E_{break} の 分だけエネルギーが散逸することになる.

接触2粒子の接線方向については、「滑り」、「転がり」 および「捩れ」という各モードにおいて、働く力とモ ーメントを弾性接触理論[11, 18]に基づいて与えられ る. このとき各モードの弾性限界変位を設定し、粒子 間でエネルギー散逸が生じるようにする[18, 19]. 滑 りや捩れを弾性限界変位以上に変形させるのに要する エネルギーはEbreakと同程度である一方、転がりを引 き起こすのに必要なエネルギーは小さくて済む(なぜ なら、滑りや捩れは接触面全体の変形が必要であるの に対して、転がりは接触面の端を引き剥がすだけで済 むため). 接触2粒子を互いの周りにころころと90度 も転がすのに必要なエネルギー Erall は

$$E_{roll} = 12\pi^2 \gamma R \xi_{crit} \tag{11}$$

で与えられるが、これでようやく E_{breat} と同程度の大 きさとなる[19]. ここで ξ_{crit} は転がり限界変位で原理 的には原子間距離程度(~2 Å)で良いはずであるが、 実験的に計測された値は32 Åとされ[41], モデルの修 正を要することが指摘されている[42]. これまで行わ れてきた数値シミュレーションでは多くの場合およそ 10 Å程度に設定している.

以上がダスト衝突シミュレーションにおいて採用さ れている IKR 理論に基づく粒子間相互作用の概略で ある、衝突シミュレーションにおいては、3節で述べ た過程と同様の過程(接触粒子の探索→粒子間相互作 用の計算→粒子の位置・速度の更新→時間の更新)を 経て進行する、ダストアグリゲイトを圧縮させたり破 壊したりするのに必要なエネルギーを議論する際には. ErollやEbreakが基準として用いられる. なお、ここで もDEMと同じく扱う粒子は「真球」としているが、現 実的には粒子の生成過程や結晶形状を考えたとき真球 とは限らない. 粒子形状が球から外れることは、例え ば転がり相互作用・エネルギー散逸過程などに影響が あると考えられる[例えば43].ただし、粒子間相互作 用をMD計算によって評価した研究[44]によれば、粒 子表面の原子数層スケールの凹凸は接触時につぶれて しまい粒子のマクロな振る舞いにはほとんど影響しな いことが示唆されている.したがって、粒子表面の原 子スケールのミクロな凹凸を除いては, 現実粒子が真 球でないことを考慮すべきであり、今後の課題である.

6. ダスト衝突シミュレーション

以下ではダスト衝突シミュレーション研究の動向と 計算例を紹介する.シミュレーションに基づいた最初 の研究は,先に述べたとおり1997年に出版された Dominik & Tielens [18]であったが,以後10年間シミ ュレーションによる研究に進展は見られなかった.一 方で実際にミクロンサイズの粒子を用いた実験的研究 が進み,シミュレーション及び解析によって得られた 理論との整合性が論じられてきた[例えば45].そうし てDominik & Tielensから10年後,筆者らのグループ によるWada et al. [19]によって本格的なシミュレー ション研究の幕が開けた.以後は,筆者らのグループ の他,オランダのグループ[23]やドイツの複数のグル ープ[26,27]もシミュレーション研究を行うようにな り,実験結果と相互比較しつつ成果を挙げつつある.

6.1 ダストの圧縮

ダストの成長過程は、衝突速度の増大に伴って「変 形なし付着」「圧縮」、(「跳ね返り」)、「破壊」という 段階に分けられる(跳ね返りを括弧付で表記した理由 は後述).ダストは初期には円盤ガス中でのブラウン 運動程度の速度で付着していくが、衝突の運動エネル ギー Eimpが十分小さいために、構造が変形すること なく付着成長し、BCCAアグリゲイトを形成する.そ のBCCAアグリゲイト同士が衝突していくと質量の 増加に伴って運動エネルギーが増大し、やがて変形・ 圧縮される.

Wada et al. [19, 20]およびSuyama et al. [21, 25]で は、BCCAアグリゲイト同士の衝突シミュレーション を行うことで,変形圧縮の開始条件とその圧縮度合を 明らかにした、シミュレーションにおいては、原始惑 星系円盤において主要固体物質である氷あるいはシリ ケイトの粒子(半径0.1 µm)数千個からなるBCCAア グリゲイトを用意する.シリケイトと氷のヤング率は それぞれ56 GPa.7 GPa. 表面エネルギーは0.025 I/m². 0.1 J/m²を採用する. これらの物性値は, 氷はシリケ イトに比べ柔らかく付着しやすいことを示しており (*E*break にして約30倍の差が生じる), 半径0.1 µm 粒子 同士の衝突付着限界速度は氷の場合約4 m/s, シリケ イトの場合約0.4 m/sとなる. そのようなBCCAアグ リゲイトを数cm/sから数10 m/sで衝突させることで、 無変形付着から最大変形圧縮までシミュレートするこ とが可能となる(図6). 結果として、変形圧縮の開始 条件は、Diminik & Tielens [18]でも指摘されている ように, *E*_{imp} ≈(0.1-1) *E*_{roll}で与えられることが示さ れた、これは、二つのアグリゲイトが衝突したとき、 その衝突地点の2粒子が互いに十分な角度を転がるこ とができて初めて顕著な変形が生じるということを意 味し, 妥当な結果である. ただし, その変形圧縮度合 は予想外であった. それは、BCCAアグリゲイトはフ ラクタル次元がおよそ2であるのに対し、変形圧縮さ れたアグリゲイトのフラクタル次元は2.5に留まる, というものである.フラクタル次元が3(通常の物体 はたいてい3である)であれば、そのバルク密度はア

グリゲイトのサイズによらず一定であるが、3を下回 るということは、バルク密度はアグリゲイトが大きく なるにつれどんどん低下することが意味する。言い換 えればダストアグリゲイトは衝突によって十分に圧縮 されず、そのまま成長すると軽くなるばかりでついに は「空気より軽い」ダストが形成されることになって しまう[21].そこまでの低密度化は、円盤ガスや自己 重力による圧縮によって回避されることが後に示され たが[46]、低密度で成長するダストという描像の提示 は、ダストの直接合体成長による微惑星形成というシ ナリオ[46, 47]を前進させる転機となった。

6.2 ダストの成長と破壊

原始惑星系円盤中で変形圧縮されたダストは成長し、 乱流も相まってその衝突速度も数10 m/sに達する [21]. そのような高速衝突においてダストは完全に合 体することなく破壊によって破片が生じるようになる. このとき一部は破壊されながらも衝突前後で正味成長 できるかどうかが問題となる.この高速衝突によるダ ストの破壊・成長過程を明らかにすべく、筆者らのグ ループはBCCAより詰まった構造であるBallistic Particle-Cluster Aggregation(BPCA)構造のダストア グリゲイト同士の衝突シミュレーションを行ってきた [22, 27](図6右下参照). 例えば[28]では, 質量(粒子 数)の異なるアグリゲイト同士(最大粒子数512000)の 高速衝突シミュレーションを行った. その結果, 成長 限界速度ucolerit(=衝突後に残った最大アグリゲイトが 衝突前に比べて成長しているかどうかの境界となる速 度)はEbreakおよび1粒子の質量mを用いて次のように 表すことができ

$$u_{col,crit} = 20\sqrt{E_{break}/m} \tag{12}$$

アグリゲイトサイズに依らないことが明らかとなった (衝突方向のオフセット度合を示す衝突パラメータを 振って計算した結果を平均している). ucolerit は半径 0.1 µmの氷粒子からなるアグリゲイトの場合80 m/s にも達することになり,原始惑星系円盤中(最大衝突 速度は数10 m/s)で氷ダストならば十分成長が可能で あることが示唆された.しかしながら、シリケイト粒 子からなるアグリゲイトに適用すると,ucolerit は8 m/ sに過ぎず、シリケイトダストの成長は困難であるこ とを示す結果となった.シリケイトダストの成長を可 能にする機構を探ることが大きな課題として残されて いる.

6.3 ダストの跳ね返り

ダストの付着成長問題において、些細な現象と捉え られがちではあるがしかし重要な問題としてダストの 「跳ね返り」がある、これは文字通りダストが衝突し ても跳ね返ってしまい付着できないというもので、 室 内衝突実験において報告され、ダストの成長が阻害さ れる可能性が指摘された[48]. これに対して筆者らの グループは、様々な充填率をもつアグリゲイト同士の 衝突シミュレーションを行い、跳ね返りが生じる条件 を明らかにした[24]. それによると、アグリゲイトの 充填率が30%以上(あるいは1粒子に接触している粒 子数が6以上)であれば跳ね返るというものである。 原始惑星系円盤中で成長するダストはこれまでのシミ ユレーション研究から示唆されるように低密度であり 充填率は10%以下であることが想定されるため、実 際には「跳ね返り」は生じないことになる(6.1の冒頭 で「跳ね返り」を括弧付きで記述したのは、円盤中で は跳ね返らないだろうという予想のためである). 「跳 ね返り」は生じないという結果は、別の衝突シミュレ ーション[49]によっても支持され、実験結果と相容れ ない状況となっているが、最近の実験研究において付 着が可能であることも次第に確認されつつある[50].

6.4 イジェクタ量のスケーリング則

ダストが衝突によって破壊されると破片が大量に放 出される.この破片をイジェクタと定義すると,一回 の衝突によって生じるイジェクタ量は, 微惑星形成モ デルにとって重要なパラメータとなる[51].そこでイ ジェクタ量に注目してダスト衝突シミュレーションの 結果を整理すると,イジェクタ量は衝突するダストの 小さい方の運動量に比例することが明らかになった [28].すなわち,質量の異なるアグリゲイト同士の衝 突において,小さい方を弾丸ダスト,大きい方を標的 ダストと定義すると,イジェクタ量M_{ej}は弾丸ダスト の質量M_{broj}および衝突速度 u_{col}を用いて

$$M_{ej} = M_{proj} u_{col} / u_{col,crit} \tag{13}$$

と表すことができた.イジェクタ量が弾丸の運動エネ ルギーではなく運動量で決定されることは、衝突クレ ーター形成過程においても運動量スケーリングとして 砂層への衝突などの場合に見られる現象である.アグ リゲイトのような多数の粒子が関わっている系では, 多数引き起こされる粒子間相互作用によって初期の運 動エネルギーは十分散逸し,結果として放出されるイ ジェクタ破片は運動量によって駆動される,と解釈さ れる.

6.5 二粒子の衝突付着問題

ダスト衝突シミュレーションはIKR理論に基づい て接触粒子間相互作用を与えているが、実はIKR理 論に基づく2粒子の衝突付着限界速度は、実験で得ら れたそれと比較して1桁も小さいことが指摘されてい る[52]. このことは、JKR理論では見落とされている エネルギー散逸機構の存在を示唆するものである。理 論と実験結果との乖離を説明するために、最近では、 表面エネルギーの見直し[53,54]や粘弾性散逸項の導 入[55]が提案されている.ところが、粒子間相互作用 の法線成分に提案されている粘弾性散逸項を導入した ところ、アグリゲイト同士の衝突において成長限界速 度などに変化は見られなかったという報告がある[田 中秀和、私信]、このことの解釈としては、多数の粒 子の結合切断や滑りによる散逸が頻発する現象におい て、粘性散逸項が突出して寄与することはなかったた めであると考えられる(アグリゲイトの破壊において は粒子間結合を切断する必要があるため, Ebreak 依存 性は残る). もし導入した粘弾性散逸項が極端に大き な場合(例えば高速衝突でも粒子間の反発係数が0に なってしまうような場合)には、振る舞いは異なって くるだろう.しかしそのような極端な場合でない限り, 多数の粒子が相互作用することでエネルギーが十分に 散逸する系では、2粒子衝突にとって大きな散逸項で あってもさほど結果に影響を与えないのであろう、し たがって、これまで述べてきたシミュレーションでは 理論と実験の差を埋めるような2粒子間のエネルギー 散逸項を考慮していないが、得られた結果はダスト衝 突過程に対して相変わらず適用可能と考えられる.

7. まとめと展望

本論文では,離散要素法を用いた衝突の数値シミュ レーションの方法と具体的な計算例を紹介した.離散 要素法は多数の粒子からなる系におけるシミュレーシ ョンにおいて有効な手段であり、レゴリス層への衝突 クレーター形成過程や衝突貫入過程、またダストアグ リゲイトの衝突による構造進化や破壊過程など、その 応用範囲は幅広い.粒子間相互作用の検討や粒子形状 など課題も多いが、その分さらなる発展が期待される シミュレーション手法であると言えよう.

また、これまでの研究の成果からある共通の物理が 明らかになってきた. それは、粒子間相互作用におい てエネルギー散逸が生じる場合には、多数の粒子間衝 突が生じることで衝突エネルギーが十分に散逸するた めに、個々の粒子間での散逸量の効果が薄れ、結果と して衝突の運動量によって系の振る舞いが決定される, というものである。言い方を変えれば、粒子数が「十 分に」あれば、系全体の振る舞いは、粒子間相互作用 においてエネルギー散逸量を決めるパラメータにはほ とんど依存しない、ということである、多数の粒子が 関与する衝突現象は、エネルギー散逸量の影響を無視 してより簡単に理解し得るだろう、では、どれぐらい の粒子数があれば、エネルギーが十分散逸する系であ ると言えるだろうか?これを一般的に定義することは 困難であろうが、今後の粒子系衝突過程研究を行う際 の興味深い着眼点の一つであることを提起したい.

謝 辞

本稿執筆にあたり引用した筆者の研究の共同研究者 である松井孝典,千秋博紀,中村昭子,黒澤耕介,岡 本千里,山本哲生,田中秀和,陶山徹,木村宏,奥住 聡,小林浩,片岡章雅,Olivier S. Barnouinの各博士, および執筆機会を与えてくださった宇宙科学研究所の 長谷川直博士に感謝申し上げます.また,有益な査読 意見を頂きました城野信一博士にも感謝いたします.

参考文献

- [1] 黒澤耕介ほか, 2014, 遊星人 23, 103.
- [2] 玄田英典, 2014, 遊星人 24(本号).
- [3] 粉体工学会編, 1998, 粉体シミュレーション入門 (産業図書).
- [4] O'Sullivan, C.(鈴木輝一訳), 2014, 粒子個別要素 法(森北出版).

- [5] 遊星人特集「小惑星レゴリスの起源と進化」, 2000, 遊星人 9, 172.
- [6] 奥住聡, 2014, 遊星人 23, 371.
- [7] Cundall, P. A. and Strack, O. D. L., 1979, Géotechnique 29, 47.
- [8] Richardson, D. C., 1994, MNRAS 269, 493.
- [9] Richardson, D. C. et al., 2009, PSS 57, 183.
- [10] Leinhardt, Z. M. and Stewart, S. T., 2012, ApJ 745, 79.
- [11] Johnson, K. L., 1987, Contact Mechanics (Cambridge: Cambridge Univ. Press).
- [12] Asphaug, E. and Benz, W., 1994, Nature 370, 120.
- [13] Wada, K. et al., 2006, Icarus 180, 528.
- [14] Schwartz, S. R. et al., 2014, PSS 103, 174.
- [15] Wada, K. and Barnouin-Jha, O. S., 2006, Meteoritics and Planetary Science 41, 1551.
- [16] Takeda, T. and Ohtsuki, K., 2007, Icarus 189, 256.
- [17] Sánchez, P. and Scheeres, D. J., 2011, ApJ 727, 120.
- [18] Dominik, C. and Tielens, A. G. G. M., 1997, ApJ 480, 647.
- [19] Wada, K. et al., 2007, ApJ 661, 320.
- [20] Wada, K. et al., 2008, ApJ 677, 1296.
- [21] Suyama, T. et al., 2008, ApJ 684, 1310.
- [22] Wada, K. et al., 2009, ApJ 702, 1490.
- [23] Paszun, D. and Dominik, C., 2009, A&A 507, 1023.
- [24] Wada, K. et al., 2011, ApJ 737, 36.
- [25] Suyama, T. et al., 2012, ApJ 753, 115.
- [26] Seizinger et al., 2013, A&A 560, A45.
- [27] Ringl, C. et al., 2012, ApJ 752, 151.
- [28] Wada, K. et al., 2013, A&A 559, A62.
- [29] Yamamoto, S. et al., 2006, Icarus 183, 215.
- [30] Croft, S. K., 1980, Proc. Lunar Planet. Sci. Conf. 11th, 2347.
- [31] Wada, K. et al., 2003, Proc. 36th ISAS Lunar and Planetary Symposium, 53.
- [32] Nakamura, A. M. et al., 2013, Icarus 223, 222.
- [33] 渡邊誠一郎, はやぶさ2プロジェクトチーム,2013, 遊星人 22, 23.
- [34] 岡本千里ほか, 遊星人 24(本号).
- [35] Housen, K. R. and Holsapple, K. A., 2011, Icarus 211, 856.
- [36] Mukai, T. et al., 1992, A&A 262, 315.
- [37] Johnson, K. L. et al., 1971, Proc. R. Soc. London A

324, 301.

- [38] Sirono, S., 1999, A&A 347, 720.
- [39] 陶山徹ほか, 2008, 遊星人 17, 177.
- [40] 和田浩二, 2009, 遊星人 18, 216.
- [41] Heim, L.-O. et al., 1999, Phys. Rev. Lett. 83, 3328.
- [42] Krijt, S. et al., 2014, J. Phys. D: Appl. Phys. 47, 175302.
- [43] Poppe, T. et al., 2000, ApJ 533, 454.
- [44] Tanaka, H. et al., 2012, Prog. Theor. Phys. Suppl. 195, 101.
- [45] Blum, J. and Wurm, G., 2000, Icarus 143, 138.
- [46] Kataoka, A. et al., 2013, A&A 557, L4.
- [47] Okuzumi, S. et al., 2012, ApJ 752, 106.
- [48] Blum, J. and Wurm, G., 2008, ARA&A 46, 21.
- [49] Seizinger, A. and Kley, W., 2013, A&A 551, A65.
- [50] Kothe, S. et al., 2013, Icarus 225, 75.
- [51] Kobayashi, H. and Tanaka, H., 2010, Icarus 206, 735.
- [52] Poppe, T. et al., 2000, ApJ 533, 454.
- [53] Yamamoto, T. et al., 2014, ApJL 783, L36.
- [54] Kimura, H. et al., 2015, ApJ, in press.
- [55] Krijt, S. et al., 2013, J. Phys. D: Appl. Phys. 46, 435303.

^{特集「日本における衝突研究の軌跡」} クレータサイズ頻度分布からさぐる月惑星表面 の地質進化

諸田 智克¹, 平田 成²

2015年6月1日受領, 査読を経て2015年7月13日受理.

(要旨) 月惑星表面のクレータの数密度は表面の形成年代推定に広く用いられる.また,クレータのサイズ と数密度の関係,つまりクレータサイズ頻度分布から表層地質の物理特性や層厚についての情報を読み解く ことが可能である.近年,小惑星探査機「はやぶさ」や月周回衛星「かぐや」の成功によって,膨大な量の高 解像度画像データを取得することに成功し,日本におけるクレータ統計研究が花開きつつある.本稿では, 月惑星表面におけるクレータのサイズ頻度分布の調査から月や小惑星における地質過程,物理過程に関して, どのような情報が,どのように読み解かれるかを解説するとともに,「はやぶさ」や「かぐや」で得られた筆 者らの科学成果を紹介する.

月惑星表面におけるクレータの 統計研究

一般に固体惑星や衛星の表面では、古い地域ほど宇 宙空間に露出した時間が長いことから、多くの天体衝 突を経験しており、そのため多くのクレータが存在す る.一方で若い地域ではクレータは相対的に少ないと 考えられる.このような簡単な考え方に基づき、単位 面積あたりのクレータ個数(クレータ数密度)から、そ の地域の年代を見積もる方法をクレータ年代学と呼ぶ [1,2].クレータ年代学は、画像データから年代決定が できるといった簡便さのため、岩石試料の放射年代と のキャリブレーションがなされている月のみでなく、 火星や金星や水星、小惑星や氷衛星などの画像データ が得られているすべての固体天体に広く用いられ、多 くの成果をあげている。

クレータ統計からえられる情報は月惑星表面の年代 だけではない.形成されるクレータのサイズと形状は, 衝突速度や角度,表面の物理特性や構造などで異なる. また,一度形成されたクレータは表面の様々な地質プ ロセスによって変形・消去される.しかも、変形・消 去を受けるクレータのサイズはそれを引き起こす地質 プロセスの規模に依存する.よって、クレータのサイ ズと数密度の関係、つまりクレータサイズ頻度分布の 形状には、そのような衝突環境や表層地質の状態・構 造、その時間変化についての情報が様々なかたちで残 されている[3].

約10年前までは日本におけるクレータの統計研究 は、海外の探査データに頼っていたために、明らかに 欧米に遅れをとっていた、しかし近年の小惑星探査機 「はやぶさ」や月周回衛星「かぐや」の成功によって、 膨大な量の高解像度画像データを取得することに成功 し、日本におけるクレータ統計研究が花開きつつある。 本稿では「はやぶさ」や「かぐや」で得られた筆者らの 科学成果の紹介をとおして、月惑星表面におけるクレ ータのサイズ頻度分布の調査から月や小惑星における 地質過程、物理過程に関して、どのような情報が、ど のように読み解かれるか、について解説する。

月面の標準クレータサイズ頻度 分布の導出

1960年代に入り、ルナオービター計画によって月 の全球の画像データが取得され、また、サーベイヤー

^{1.} 名古屋大学大学院環境学研究科

^{2.} 会津大学コンピュータ理工学部

morota@eps.nagoya-u.ac.jp



図1:(a)月の様々な領域で観測されたクレータのサイズ頻度分布. 点線はクレータ数密度の経験的な平衡状態(ここではN(≥D)=0.045D²を採用した[5])を示す.(b)アポロ15号サイトのサイズ頻度分布に重なる ようにそれぞれを平行移動させた分布. 曲線は標準サイズ頻度分布を示す. 比較のために, 点線で-2 と-3.5のベキ数のベキ乗則を示す. Neukum et al. [3]のデータを使用した.

計画,アポロ計画らの着陸探査によって,一部の領域 で高解像度の画像データが取得された. それらのデー タを用いて、多くの研究者が月面の様々な領域におい てクレータの形状や統計を調査してきた。月面のクレ ータ統計研究における最初のステップは月面につくら れるクレータの「標準的な」サイズ頻度分布を調査す ることであった[e.g., 3-5]. 特にNeukumらのグループ は様々な年代の領域において、広いサイズ範囲のクレ ータに対してサイズ頻度分布を調査し、月面クレータ の標準サイズ頻度分布(クレータ生成関数, crater production functionとも呼ぶ)の導出に成功している [2,3]. 一般に, 観測されるクレータサイズ頻度分布に 標準サイズ頻度分布をフィッティングして年代情報が 得られるし、また、標準サイズ頻度分布からの形のズ レを検出して、その地域固有の地質過程の解読を行う ことから、標準サイズ頻度分布の導出過程を理解して おくことは、この後の議論の助けとなる、そのため、 近年の探査データによる成果を紹介する前に、この章 ではまずどのようにして月面の標準クレータサイズ頻 度分布が得られてきたかについて解説する.

月面のクレータ記録から月でつくられるクレータの 標準サイズ頻度分布を広いサイズ範囲で導出すること は、実はそう簡単なことではない、その理由はクレー タの飽和, または平衡と呼ばれる現象と関係する. 一 般に、月や惑星、小惑星の表面のクレータ数密度は表 面が形成されてからの時間とともに増加するが、ある レベルに達すると生成されるクレータ数と消去される クレータ数が等しくなり、それ以上はクレータ数密度 が増加しなくなる、これをクレータ数密度の平衡状態 と呼ぶ.経験的に、月面で平衡状態に達した領域のク レータサイズ(D)と数密度(N)の関係はN(>D) ∞D^{-2} に従うことが知られている[6]. 大部分のクレータサ イズ範囲において、月面クレータのサイズ頻度分布の 傾きは-2よりも急勾配であるため、小さいクレータ ほど早くにクレータ平衡状態に達する. クレータ平衡 に達しているサイズ範囲ではクレータの消去が起きて

いるため、そのサイズ範囲の分布は月でつくられたク レータのサイズ頻度分布形状が失われてしまっている。 そのため、そのサイズ範囲の分布は標準クレータサイ ズ頻度分布の導出に用いることができない。

図1aはNeukumらによって調べられた月面の様々 な領域におけるクレータサイズ頻度分布である。衝突 盆地(一般に直径300 km以上の衝突クレータを衝突 盆地と呼ぶ)のフロアやリングなどの古い領域(>38 億年)は多くのクレータが作られており、その分、大 きいクレータも存在する.しかし、直径1 kmより小 さいクレータはクレータ平衡の状態に達してしまって いる。一方、40から30億年の年代を持つ海の領域は 数百m以下のクレータが平衡状態となっており,過 去10億年間につくられた若いクレータのフロアやエ ジェクタブランケットではクレータ平衡は数十m以 下のクレータで起こっている。このように表面年代に よって、つくられたクレータのサイズ頻度分布の形状 を残しているサイズ範囲は異なっている. そこで Neukumらは重複しているサイズ範囲を使って、互い の分布が重なるようにそれぞれの分布を縦方向に平行 移動させてみた、そうするとすべての分布は1つの曲 線上にのることが分かった(図1b). Neukumらはこ の曲線を11次多項式で表現しており、これが月面の 標準クレータサイズ頻度分布として約40年たった現 在でも広く用いられている[2]. 観測領域の年代によ って計測されたクレータサイズ範囲に偏りがあるとは いえ、このように広い年代範囲のサイズ頻度分布が同 一の関数型で表せるとこは驚きである. この結果から Neukumらは過去40億年間に月に衝突してきた天体 のサイズ頻度分布や衝突速度は大きく変化しなかった と考えている.

標準サイズ頻度分布をみて分かるように、月面クレ ータのサイズと頻度の関係は限られたサイズ範囲にお いてはおおよそベキ乗則の関係が成り立っている. 直 径約5 km以上のクレータでは-2のベキ数を持つ. この傾きは、地球や月に衝突する可能性のある地球近 傍小天体のサイズ頻度分布の傾きとおおよそ一致して いることから、衝突天体のサイズ頻度分布を反映して いると考えられる[7,8]. 一方、直径5 km以下のクレ ータはより大きな傾きを持っていることが知られてお り、そのベキ数は-3から-4の間である. この急勾 配の原因として、クレータが形成されたときに放出さ れた破片が再び月面に衝突してできる二次クレータが 混入している可能性や[9-11],衝突天体のサイズ頻度 分布そのものが急勾配となっている可能性[12]などが 考えられているがいまだ決着はついていない.

3.「かぐや」の成果

我々は「かぐや」地形カメラデータを用いて月の海 や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.そして観測されたクレータサイズ頻度分布と月 面の標準サイズ頻度分布の比較から,月で起こった地 質活動についての興味深い情報を得ている.本節では その科学成果を紹介する.

3.1 火成活動史復元への応用

火成活動は地球型惑星で最も共通にみられる地質活動の一つであり、マグマ噴出のタイミングと噴出量の 関係は天体内部の熱進化を制約する重要な情報である. 我々は月におけるマグマ活動の歴史の復元を目指して、 月の海でクレータサイズ頻度分布の計測を進めてきた. それによって得られたマグマ噴出の年代学的成果につ いては諸田[13]ですでに詳しく述べているため、ここ では溶岩流の層構造に関する知見について解説する.

これまで我々は過去に高解像度データが不足してい た月の裏側の海,活動が長く続いていたと考えられて いた表側の嵐の大洋・雨の海地域を中心に調査を進め てきた[14-17].特に,月の裏側と表側の海の被覆面積 の違い,すなわち月の二分性の原因を考える上で鍵と なる月の裏側北半球最大の海であるモスクワの海につ いては詳細なクレータサイズ頻度分布計測を行ってい る[15].

モスクワの海は月の裏側にある直径445 kmの Moscoviense盆地のフロアを埋める海である.分光デ ータからモスクワの海は少なくとも4つの地質ユニッ トに分類される(図2)[18]. 図3は4つの溶岩流ユニッ トと Moscoviense盆地のフロアにおいて計測されたク レータサイズ頻度分布である. これをみると Mosocoviense盆地のフロアのサイズ頻度分布はおお よそ41億年の等時曲線(41億年の年代に対応するクレ ータ数密度を持つ標準クレータサイズ頻度分布)にの っていることから,盆地の形成は41億年前に起こっ たことがわかる. また,南にある溶岩流ユニットIm



図2: モスクワの海のカウンティング領域と地質ユニット[18].



図3:モスクワの海の各ユニットのクレータサイズ頻度分布.曲線はNeukum[2]のクレータ年代学モデル,標準クレータサイズ頻度分布から算出される等時曲線を示す. Morota et al. [15]のデータより作成.

のサイズ頻度分布は溶岩流ユニットの中で最も大きな 切片を持ち,39億年の等時曲線にのっていることから, モスクワの海で起こった最古のマグマ噴出は少なくと も39億年前以前であったことがわかる.しかし他の 溶岩流ユニットのサイズ頻度分布は月面の標準サイズ 頻度分布とは異なる複雑な形状を示している.モスク ワの海の北西に位置する溶岩流ユニットIltmのサイ ズ頻度分布は,直径1.3 km以上においては37億年の 年代に一致するが,1 km以下の分布は35億年の年代 を示す.同様にモスクワの海の東側に位置する溶岩流 ユニットEhtmのサイズ頻度分布は, 直径1 km以上 では35億年の年代を示しているが, 0.8 km以下では 26億年の年代に一致する. 誤差は大きいが, 直径2 km以上ではIltmユニットと同様に37億年の年代を示 しているようにも見える. また, モスクワの海の東側 に位置するKomarovクレータを埋める溶岩流ユニッ ト Ikmは, Iltmユニットの1 km以下の分布と同様に 35億年の年代を示している.

このようにサイズ範囲によって異なる年代を示すサ イズ頻度分布をどのように解釈すればよいであろう か?具体的に我々がどのように解釈したかを述べる前 に、月面のマグマ噴出による表面の再更新がクレータ サイズ頻度分布にどのように影響すると考えられるか について説明する.図4のようにまず溶岩流1が表面 を覆い、その後に時間をおいてから新たなマグマ噴出 が起こり、溶岩流1の上に溶岩流2が形成されたとする. 溶岩流1の形成後、溶岩流1の表面には多くのクレー タが形成されたが、溶岩流2の形成によって選択的に 小さいクレータは埋没し隠され、相対的に大きいクレ ータは完全には埋没せずに残った.このようなことが 起こると、表面のクレータのサイズ頻度分布には特徴 的な「折れ曲がり」が生じる(図4).

このようにクレータサイズ頻度分布から表面の再更 新が観測されると、その履歴に関しての様々な情報を 読み解くことができる.溶岩流2によって消去されな かった相対的に大きいクレータは溶岩流1の噴出後に 作られたもののすべてが残されていることから、その



図4: クレータサイズ頻度分布へのマグマ噴出の影響.(左)溶岩流1が表面を覆った後,天体衝突によって表 面にクレータが形成される.その後,新たなマグマ噴出(溶岩流2)によってそれまでにつくられたクレー タのうち選択的に小さいもののみが覆い隠される.さらにその後にクレータが形成される. (右)その結果として観測されるクレータサイズ頻度分布には特徴的な折れ曲がりが作られる.

サイズ頻度分布の切片の値から溶岩流1の形成年代が 決定でき,溶岩流2によって完全に消去されたクレー タのサイズ範囲の分布の切片からは溶岩流2の噴出年 代が決定できる(図4).また,溶岩流がクレータを覆 い隠すためには溶岩流の厚さがクレータのリム高より 大きいことが条件であるため,サイズ頻度分布で折れ 曲がりが起こっているクレータサイズ,つまり消去が 起こった最大クレータのサイズから溶岩流2の層厚が 推定できる.

我々はこのような複数回の溶岩流の噴出による表面 再更新でモスクワの海のクレータサイズ頻度分布の折 れ曲がりがつくられていると考えた。その場合、溶岩 流ユニットIltmの噴出年代は直径1 km以下のサイズ 範囲におけるサイズ頻度分布から35億年前と見積も られる. また, 直径1.3 km以上の分布からその下層 には37億年前に噴出した溶岩流が隠されていると考 えられる.同様にユニットEhtm表面の溶岩流は0.8 km以下の分布から26億年前に噴出したと推定され、 直径1 km以上の分布から、その下には35億年の年代 をもつ溶岩流が存在していることがわかる。ユニット Iltmの表面とユニットEhtmの下層の年代が一致して いることから、Iltmの表面を覆っている溶岩流が Ehtmの下に広がっていることが推定される.また, IltmとEhtmの表面を覆う溶岩流の厚さは、クレータ の直径とリム高の経験的な関係から[19]. それぞれ 50 mと40 mと見積もられる.

溶岩流の厚さが推定できると、表面積を掛けること



図5:モスクワの海におけるマグマ噴出率の時間変化. モスク ワの海全体の厚さはマグマによって部分的に埋没したク レータのリム高から600 ~ 1000kmと見積もられることか ら [15],最下層のユニットImを構成する溶岩流の厚さを見 積もっている.

で噴出量が算出できる.図5は各層の体積を噴出間隔 で割って算出した平均のマグマ噴出率の時間変化を示 す.モスクワの海ではマグマ噴出率が40億年前から 26億年前にかけて1/100に減少してきたことがわかる. このマグマ噴出率の減少は,月内部のマグマ生成率の 減少,つまりは月マントルの冷却過程を反映している. 月の熱史シミュレーション研究との比較を通して,さ らに研究を進めているが,これ以上の議論は本論文の 主題からはずれるので割愛する.

3.2 衝突盆地放出物の厚さ推定への応用

惑星表面上で起こる表面再更新はマグマ噴出だけで



図6: Hertzsprung盆地のフロアで計測されたクレータサイス頻度分布.(a) Orientale盆地のフロアのクレー タサイズ頻度分布との比較.(b)各衝突盆地からの放出物の厚さと堆積年代を考慮して模擬したクレー タサイズ頻度分布(実線)との比較.

はなく、天体衝突によるクレータ形成と、それに伴う 放出物の堆積もその要因である.一般に直径300 km 以上のクレータを衝突盆地と呼び、このような巨大衝 突によるクレータ形成過程の理解は初期の月惑星の構 造や熱進化を理解する上で重要である.特に衝突盆地 の放出物は広範囲にわたって月表面を覆い、水平方向 の表層物質の混合を引き起こした.衝突盆地の放出物 の厚さや分布の理解はリモートセンシングやサンプル リターン試料の物質科学的な情報を解釈する上で欠か せない.

当初,我々は月の初期の天体衝突の歴史の復元を目 指して,「かぐや」地形カメラデータを用いて月の裏 側の衝突盆地上でクレータカウンティングを行ってい た[13]. 図6は月裏側北半球にあるHertzsprung盆地 のフロアにおいて計測されたクレータのサイズ頻度分 布である.観測されたサイズ頻度分布の直径7 km以 下の範囲では41億年の等時曲線に沿っているが,直 径2 km以下の分布は38.4億年の等時曲線と一致して

おり、先のモスクワの海の例と同様に表面再更新と思 われる特徴的な折れ曲がりが発見された. この Hertzsprung盆地のフロアでは溶岩流は存在していな いため、表面再更新の原因としてマグマ噴出は考えら れない. 別の原因として考えられるのが他の衝突盆地 からの放出物による表面再更新である. Hertzsprung 盆地よりも後に形成された衝突盆地は複数存在するた め、それらからの放出物の飛来は複数回起こったと考 えられる. 折れ曲がりが起こるクレータサイズは放出 物の総厚を反映しており、直径2 km以下のクレータ サイズ頻度分布の切片は最後の放出物の堆積年代を反 映していると予想される. 実際に、月面で最も若い盆 地であるOrientale盆地の上で計測されるクレータサ イズ頻度分布と比較すると[17]、Orientale盆地上のサ イズ頻度分布は38.4億年の等時曲線に沿っており、 Hertzsprung盆地で起こったと考えられる最後の表面 再更新の年代と合致している(図6a).

クレータからの距離と放出物厚の関係は次元解析と

表1:Hertzsprung盆地における各衝突盆地からの放出物の厚さ.

	衝突盆地				
	Orientale	Imbrium	Serenitatis	Others	計
形成年代 [億年] [2]	38.4	39.1	3.98	_	
一時クレータ直径 [km]	212.8	472.6	340.1	_	
Hertzsprungとの距離 [km]	1191	3272	4177	_	
放出物厚さ [m]	50.6	113.4	31.1	2.9	198.2

10⁰ (a) emprical saturation 10 ŧ ĮĮ 相対クレータ 頻度R 10 10 10-4 10⁻⁵ 10 100 1000 10⁻³ (b) N(>D)∝D⁻² [__] 単位面積当たりの累積個数 10-4 ŦŦŦ 10-6 10⁻⁶ 10 100 1000 クレータ直径 [m]

図7:小惑星イトカワのクレータ候補地形のサイズ頻度分布. Hirata et al.[23]のデータを(a)相対サイズ頻度分布プロッ ト(R-plot)と,(b)累積サイズ頻度分布プロットの二種類 の形式で示す.クレータ候補地形リストで確度クラス1-4 の全てを直径ビンサイズの倍率は√2倍でプロットした. R-plotにおける相対サイズ頻度の計算方法は CATWG [22] による.R-plotにはクレータ数密度の経験的平衡レベルを, 累積サイズ頻度分布プロットにはベキ乗則における傾き-2 のライン(平衡状態のラインではないことに注意)を追記し ている.イトカワのクレータ候補地形のサイズ頻度分布は 累積サイズ頻度分布プロットで全て傾き-2よりも勾配が小 さいため、R-plotでは左下がりにプロットされている.

実験にもとづいて[20]得られている.衝突盆地の層序 関係は知られているので[21],それぞれの衝突盆地の 上に,それよりも若い盆地からの放出物がどれだけ堆 積しているかはその放出物厚モデルを用いて推定でき る(表1).それによりその場所でいつの時代にどれだ けのサイズ以下のクレータが消失したかを算出するこ とができ,それから最終的なクレータサイズ頻度分布 形状をシミュレートすることが可能である.これを実 際に観測されるサイズ頻度分布と比較を行ったところ (図6b),次元解析にもとづく放出物厚モデルで観測 されたサイズ頻度分布形状を非常に良く再現できるこ とが分かった.この結果は、観測されたサイズ頻度分 布の折れ曲がりが他の衝突盆地からの放出物による表 面再更新によってつくられたことを強く支持するだけ ではない.室内衝突実験から得られた放出物のスケー リング則が数百kmスケールの実際の衝突現象に適用 可能であることも意味している.

衝突盆地の放出物厚が次元解析と実験にもとづくス ケーリング則でよく説明できることがわかった. それ により,月面の衝突盆地の放出物によって引き起こさ れた水平・垂直方向の表層混合の程度を定量評価でき るようになった.現在その検討を進めており,今後の 課題としたい.

4. 「はやぶさ」の成果

月以外の天体に対し探査機が送り込まれるようにな ると、それらの天体表面でもクレータが重要な地形要 素であることが明らかになった.これにより、月にお ける研究で培われてきたクレータ年代学をはじめとす るさまざまなクレータ統計の概念が他の天体にも適用 されるようになっている.月以外の天体でクレータ統 計を考える際には、岩石試料の放射年代とのキャリブ レーションが現時点では月以外の天体では行えないこ と、クレータを生成する衝突現象の発生頻度・クレー タ生成効率・消失速度が天体毎に異なることを考慮す る必要がある.本章では、小惑星探査機「はやぶさ」 の結果得られた小惑星イトカワにおけるクレータ統計 に関する科学的成果を紹介する.

さて、本論に入る前に、クレータサイズ頻度分布の プロット形式について簡単に述べておきたい、小惑星 のクレータサイズ頻度分布を図示する際に、他の天体 で一般に用いられている累積サイズ頻度分布プロット の代わりに相対サイズ頻度分布プロット(以下Rplot)という形式のグラフがよく用いられている.双 方の形式は古くから並行して用いられていたものであ り、同じクレータ統計データからいずれの形式のプロ ットでも作成することができる[22]. これらが対象天 体毎に使い分けられるようになったのは、主に使用す るプロットが異なる研究グループが、それぞれの天体 の研究に関わっていた影響もあるのではないかと考え られる.しかし、R-plot形式はクレータサイズ頻度を 微分的に表現し、さらに累積サイズ頻度分布の場合に 生じる左上がりのトレンドを規格化(累積サイズ頻度 分布プロットで傾きが-2となるデータをR-plotでプ ロットすると傾きは0となる)しているため、クレー タサイズ頻度分布の細かな形状を表現するのには適し ている.本稿において、前章までは累積サイズ頻度分 布プロットのみを取り扱っていたため、特にプロット 形式について明示を行わなかったが、本章においてプ ロット形式の差異が問題になる場合はこれを明示する こととしたい.

4.1 小惑星イトカワの衝突地形とクレータ統計

2005年9月に小惑星探査機「はやぶさ」が小惑星イ トカワにランデブーを行い、多数の画像データを取得 することに成功した. Hirata et al. [23]では「はやぶさ」 が取得した画像を用いて、イトカワ表面の衝突地形の サーベイを行っている. 画像を一見したところでは, イトカワ表面には他の天体で普遍的・典型的に観察さ れるお椀型の単純クレータは存在しないように見える が、画像データと小惑星形状モデルの詳細な解析によ り、衝突クレータの可能性のある準円形の凹地形が存 在することが明らかになった. これらのクレータ候補 地形は以下の特徴を持つ;(1)円形度が典型的な衝突 クレータに比べて悪い。(2)深さ-直径比が非常に小さ い、(3)内部が細粒の土砂で覆われている場合がある、 (4) リムの盛り上がりがほとんどない、(5) 断面の方向 によっては完全な凹地形ではない場合がある,(6)リ ム周辺の物質のアルベドが高くなっている場合がある. 他の小惑星で観測されている衝突地形と共通する特徴 もある一方、イトカワ特有の要素も存在する、イトカ ワの衝突地形がこのような特異な特徴を持っているの は、低重力環境であること、イトカワ表層がボルダー 層に覆われていること、表面の重力ポテンシャルの変 化が大きく、高地から低地への物質移動が全球的によ く発達していることなどが影響していると考えられて いる。また、イトカワ自体のサイズに匹敵する大きな クレータ候補地形も多く、地表面の曲率がクレータ形 成プロセスに影響を与える可能性も指摘されている。 典型的クレータから大きく異なる形状を持つ一部の凹 地形は、イトカワ上で起きた衝突現象で形成されたク レータではない可能性(非衝突起源地形の誤認や、イ トカワ母天体表面に存在していた地形の残存物である 可能性を含む)もあることを考慮して、Hirata et al.

[23]では発見されたクレータ候補地形について、衝突 クレータとしての確度の分類を行ったうえでクレータ (候補地形)統計としてまとめている.これを累積と相 対、二種類の形式でサイズ頻度分布プロットとして図 示したものが図7である.

図7を,前章までで示した月の場合と比較して見る と、いくつかの特徴があることがわかる、累積サイズ 頻度分布プロットでは最大クレータ(候補地形)以下. 全体にサイズ頻度の傾きが常に-2より緩やかになっ ていること、さらに直径10 m以下ではプロットはほ ぼ水平になっている. これはこのサイズ範囲に属する クレータが極めて少ないことを意味する. 同様の傾向 はR-plotでも見て取ることができる.先に述べた通り、 累積サイズ頻度分布の傾きが-2のとき、R-plotの傾 きは0となるよう規格化が行われているため、イトカ ワのサイズ頻度分布はR-plotでは常に右下がりとなっ ている. また. R-plot は微分的であり. サイズビンご とのクレータ頻度を示しているので、直径10 m以下 のクレータ数の減少が、直径5-10 mと5 m以下の二 段階で起きているように見えることもわかる. これは 累積サイズ頻度分布プロットでは判別しにくく, Rplotを用いる利点がよく現れている.

このサイズ頻度分布は何を意味しているのだろう か? まず考えられるのは小クレータの数え落としで あるが,「はやぶさ」のイトカワ観測時の典型的な画 像分解能は0.7 m/pixelであり,一般には直径10 m以 上のクレータを同定するのに不足はない.イトカワの 表面の約80%は多数のボルダーに覆われているため, ボルダーの作る凹凸にクレータが紛れて同定をしにく くなる可能性はあるが,残り20%の表面は細粒の土 砂に覆われた滑らかな表面であり,この地域でもクレ ータの欠乏が生じていることは説明できない.

次に、クレータを作るインパクタのサイズ頻度分布 を反映したものであるという可能性を検討してみる. 典型的な軌道進化のタイムスケールから考えて、イト カワはある程度の期間メインベルト小惑星として存在 し、その後現在の近地球型小惑星としての軌道に移行 したと考えられている[24-26].メインベルト小惑星の クレータ生成頻度は近地球型小惑星のそれに比べて3 桁ほど大きいと考えられているので[26]、イトカワ表 面のクレータのほとんどは、イトカワがメインベルト 小惑星だった期間に他のメインベルト小惑星との衝突 により形成されたものと考えてよい.イトカワ表面の クレータを作った小さいサイズ(直径10 m以下)のメ インベルト小惑星の頻度分布は直接観測することは困 難であるが,一般的にはより大きいサイズ範囲からほ ぼ同じベキ乗則(累積サイズ頻度のベキにして約-2.7)が成り立っていると考えられている[26].しかし 一方で,Yarkovsky効果による天体軌道の変化は,天 体サイズが小さくなるとより効率的に働くため,小サ イズの小惑星がより効果的にメインベルトから除去さ れるという機構が働いている可能性もあり,議論の余 地は残っているかもしれない.

さらにイトカワの表層環境にクレータ欠乏の原因を 求める考え方もある.まず、イトカワ表面のボルダー 層では、衝突のエネルギーはまず個々のボルダーの破 壊に消費されるため、細粒のレゴリス層に対する衝突 よりもクレータ生成効率が悪くなるというアイデアが 提案されている[23].ボルダー層がインパクタに対す る装甲であるかのように振る舞うと考えることから、 この効果は装甲効果(armoring effect)と呼ばれている. 装甲効果の定量的評価を行った室内実験では、少なく とも低速度衝突では顕著にクレータ生成効率が落ちる ことが示されている[27].しかし、高速度域での衝突 実験では装甲効果によるクレータ生成効率の変化は見 いだせなかった、という報告もある[28].イトカワで 本当に装甲効果が働いているかはまだよくわかってい ない.

最後に、クレータ生成時に他のクレータが消去され る効果も考慮する必要がある、月の場合、クレータか ら発生する放出物による周囲の埋め立てや、衝突で励 起された振動によって生じる水平方向の物質移動によ って、次第にクレータの地形特徴が劣化して最終的に 消滅するプロセスが働いていることが知られている. 重力が弱い小惑星では、月に比べて地表に再落下す る放出物の量は減少するため、放出物の埋め立て影響 は小さくなる.しかし.衝突励起振動によって天体表 面に働く加速度の効果は低重力下でより顕著になる. 月の場合は振動の伝搬する範囲はごく限られているが、 小惑星では振動が天体全体に伝搬し、地表の全域で重 力加速度を超える大きさの加速度が表面の粒子に加わ り、物質移動とそれに伴う地形の劣化が起きる可能性 がある.小天体における衝突励起振動による地形劣化 効果のことを特にseismic shakingと呼んでいる. こ



図8:小惑星イトカワのクレータ候補地形のサイズ頻度分布 (R-plot形式)をseismic shakingの効果を考慮したクレータ 生成・消滅モデルでフィットした例.3本のほぼ重なる曲 線はそれぞれ表面年代0.25,0.75,1.5億年におけるモデル サイズ頻度分布(等時曲線)である(曲線右端に付けられた 灰色点の左から順).Michel et al. [26]のFig.5を引用.

の現象はNEAR-Shoemaker によって明らかになった 小惑星エロスのクレータのサイズ頻度分布を説明する ために注目されるようになった.エロスもイトカワ同 様,小サイズのクレータが予想より欠乏している. Richardson et al. [29]は,エロスのクレータサイズ頻 度分布を説明できる seismic shaking効果のモデルを 構築した. 直径70-100 km以下の小惑星ではこの全球 的な振動伝搬の効果が働くと見積もられている.

Seismic shakingを考慮したイトカワ表面 年代と表面地形進化史の推定

Michel et al. [26]は, Richardson et al. [29]の seismic shakingモデルをもとに, Hirata et al. [23]に よるイトカワ表面の衝突地形のサーベイの結果得られ たクレータ(候補地形)統計データのモデリングを試み た. この研究では, seismic shakingとクレータ放出 物の埋め立てによるクレータ消失過程と, 一般的なベ キ乗則によるクレータ生成スケーリング則とインパク タ数密度モデルによるクレータ生成が考慮されている が,小サイズインパクタの欠乏や装甲効果は考慮され ていない. また,得られたモデルクレータサイズ頻度 分布曲線を観測と比較して,クレータ年代学による表 面年代の推定を試みている.

図8に結果の一例を紹介する. 三種類(表面年代0.25, 0.75, 1.5億年)のモデルクレータサイズ頻度分布(等時 曲線)は、いずれも直径100 m以下のクレータが欠乏 するイトカワの観測結果をよく再現している. しかし、 どの表面年代を仮定しても観測結果を再現できるとい うことは、このサイズ範囲においてseismic shaking 効果を考慮した場合のクレータサイズ頻度分布はほぼ 平衡状態にあることと、観測された頻度分布曲線全体 のモデルによる再現性を基準とした表面年代の決定 (これが月などで一般に行われているクレータ年代学 の手法である)を行うことができないことを意味して いる、実際、この研究における結論として示されてい るイトカワの推定表面年代(重力支配域でのクレータ 生成スケーリング則の不確定性を考慮した数値範囲と して0.75-10億年)は、直径100 m以上のごく狭いサイ ズ範囲(イトカワで観測されている最大のクレータ候 補地形の直径(短軸径)は134 mである)での再現性で 判断されている.極めて数の少ないサンプルを基準と した年代推定になっているため、モデルの不確定性と は別に、大きな統計的な誤差も含まれている可能性が あることは認識しておく必要がある.

さて、イトカワで観測されたクレータサイズ頻度分 布の特徴として、直径100m以下での連続的なクレー タの欠乏に加えて、直径10m以下でさらなるクレー タ数の減少が見られることは既に述べた. このサイズ 範囲ではseismic shakingを考慮したモデルでも、観 測結果を再現できていない. この点に関して、Michel et al. [26]はいくつかの仮説を提示している. まず. このサイズ範囲ではモデルでは考慮に入れていなかっ た装甲効果によるクレータ生成効率の低下が生じてい る可能性、そして、直径10m以下のクレータを全て 消失させるような全球規模での地質イベントをイトカ ワが経験した可能性である.後者で想定されるイベン トとして、(1)メインベルト小惑星から近地球型小惑 星への軌道遷移、(2)YORP効果による自転状態の変 化と天体構造の再構成、(3)イトカワの頭部パーツと 胴部パーツの衝突合体が挙げられている. (1)では、 メインベルト小惑星から近地球型小惑星への軌道遷移 はメインベルト領域でのある程度の規模の衝突によっ て起き、この衝突によって小サイズのクレータが全て 消失したと考える. (2)と(3)は、イトカワがRubble-Pile天体であり、全体形状が頭部と胴部の二大ブロッ クに分かれていることから発想されている. YORP効 果は天体の自転を加速、あるいは減速させるように働 くが、全体が複数のブロックで構成されるRubble-Pile天体の場合には自転速度の変化に対応したブロッ

ク構成の再配置を起こす可能性がある、このとき、表

層物質は大きく移動するので、小地形が消失したと考 えるのが(2)のシナリオである.(3)はブロック構成の 再配置が衝突現象によって引き起こされたと考えるも のである.

以上,小惑星探査機「はやぶさ」による観測結果に もとづく小惑星イトカワのクレータ統計についての知 見を紹介した.一読してお分かりの通り,観測結果の 解釈にはまだ議論の余地が多く残されているのが現状 である.「はやぶさ」以前の月や他の小惑星への探査 で得られていた知識は、「はやぶさ」による観測結果 の理解をある程度まで助けてくれる.しかし、イトカ ワのようなサイズの小天体への探査は「はやぶさ」が 初めてであり、微小天体におけるクレータ形成を含む さまざまな地質プロセスが、過去の知識の延長だけで は容易には理解しがたいこともまた明らかになったと いえる.

5. まとめ

本稿では「かぐや」や「はやぶさ」データを用いたク レータ統計研究の紹介を通して、月惑星表面の地質進 化過程や物理過程を読む解く上でのクレータサイズ頻 度分布計測の有効性について解説してきた.これまで 述べてきたように、近年、様々な天体の高空間分解能 画像の蓄積が進んでおり、クレータ年代研究の対象は 小領域・若い領域へと移行しつつある.それによって、 小スケールのクレータ統計に寄与する地質学・物理学 過程のすべてを我々が把握できていないことが明らか となっており、当該研究の重要性はますます増してい る.

謝 辞

本論文で紹介した成果は.多くの「かぐや」と「はや ぶさ」のサイエンスメンバーとの共同研究によるもの です.査読者である本田親寿氏からは本稿を改善する 上で,非常に有益なコメントをいただきました.長谷 川ゲストエディターには本稿の執筆機会を頂きました. 心より感謝します.

参考文献

- [1] Hartmann, W.K., 1970, Icarus 13, 299.
- [2] Neukum, G., 1983, Meteoritenbombardement und Datierung planetarer Oberflächen (Munich: Ludwig-Maximilians-Univ.).
- [3] Neukum, G. et al., 1975, The Moon 12, 201.
- [4] Baldwin, R.B., 1971, Icarus 14, 36.
- [5] Hartmann, W.K., 1971, Icarus 15, 410.
- [6] Gault, D.E., 1970, Radio Sci. 5, 273.
- [7] Werner, S.C. et al. 2002, Icarus 156, 287.
- [8] Strom, R.G. et al., 2005, Science 309, 1847.
- [9] Namiki, N. and Honda, C., 2003, Earth Planets Space 55, 39.
- [10] McEwen, A.S. and Bierhaus, E.B., 2006, Annu. Rev. Earth Planet. Sci. 34, 535.
- [11] Hirata, N. and Nakamura, A.M., 2006, J. Geophys. Res. 111, doi:10.1029/2005JE002484.
- [12] Werner, S.C., 2005, Ph.D. dissertation, Free University, Berlin, Germany.
- [13] 諸田智克, 2011, 遊星人 20, 324.
- [14] Haruyama, J. et al., 2009, Science 323, 905.
- [15] Morota, T. et al., 2009, Geophys. Res. Lett. 36, doi:10.1029/2009GL040472.
- [16] Morota, T. et al., 2011, Earth Planet. Sci. Lett. 302, 255.
- [17] Cho, Y. et al., 2012, Geophys. Res. Lett. 39, doi:10.1029/2012GL051838.
- [18] Kramer, G.Y. et al., 2008, J. Geophys. Res. 113, doi:10.1029/2007JD009168.
- [19] Pike, R.J., 1977, in Impact and Explosion Cratering, edited by Roddy, D.J. et al., pp. 489, Pergamon, New York.
- [20] Housen, K.R., 1983, J. Geophys. Res. 88, 2485.
- [21] Wilhelms, D.E., 1987, The geologic history of the Moon, U.S. Geol. Surv. Prof. Pap.
- [22] Crater Analysis Techniques Working Group (CATWG), 1979, Icarus 37, 467.
- [23] Hirata, N. et al., 2009, Icarus 200, 486.
- [24] Michel, P. and Yoshikawa, M., 2005, Icarus 179, 291.
- [25] Michel, P. and Yoshikawa, M., 2006, A&A 449, 817.

- [26] Michel, P. et al., 2009, Icarus 200, 503.
- [27] Güttler, C. et al., 2012, Icarus 220, 1040.
- [28] Holsapple, K.A. and Housen, K.R., 2014, LPSC 45, 2538.
- [29] Richardson, J.E. et al., 2005, Icarus 179, 325.

特集「日本における衝突研究の軌跡」 月の縦孔形成〜斜め衝突による実験的研究

道上 達広¹, 長谷川 直², 春山 純一²

2015年5月9日受領, 査読を経て2015年5月30日受理.

(要旨) 月や火星には深さ・直径共に数10 mから100 mにおよぶ縦孔が近年,探査機によって多数観測され るようになった.また縦孔の中には,地下空洞に開いた「天窓」であることが確実なものもある.こうした 縦孔は,科学的に多くの興味があるとともに,将来的に人類が月や火星に進出したとき,長期滞在に適する 基地として有望な場所でもある.月の大きな縦孔については,地下空洞の天井に隕石衝突が引き金となって 形成された可能性が示唆されている.本研究では,月に見られる楕円形の大きな縦孔が,隕石の斜め衝突に よって形成された可能性を,実験的研究によって明らかにした.

1. はじめに

近年,日本の月探査機SELENE(かぐや),米国の 月探査機ルナー・リコネサンス・オービター,火星探 査機マーズ・オデッセイ,マーズ・リコネサンス・オ ービターの画像データから,月や火星には数10 mか ら100 mにおよぶ縦孔が発見されている[1-5].縦孔は, 垂直,もしくは急傾斜の壁を持っており,通常のクレ ーターよりも深さ/直径比が大きい.一般のクレータ ーの深さは直径の0.1-0.2倍程度であるのに対して,縦 孔の深さは,直径の1倍以上のものもある.また,縦 孔の中には,底の様子や,斜め観測により広い地下空 洞に開いたことが確実なものも存在している[2,3]. 地下空洞は温度が一定であると考えられ,宇宙放射線 や小規模の隕石衝突を防ぐことができるため,将来的 に人類が月面に基地を作った際の,長期滞在に非常に 有効な場所である[5,6].

月に地下巨大空洞が存在する可能性は過去の研究で も示唆されていた(例えば[7]). 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特 に玄武岩質溶岩のような粘性の低い溶岩が,天井を形 成しながら,あるいは地下の脆弱な部分を通って流れ ていくことによって形成される.月の海は玄武岩質が 埋めたものであり,溶岩チューブが形成されたことは 間違いないと考えられている.月は地球よりも重力が 小さいことから自重による崩壊の可能性は地球より低 い.チューブ形成後の相次ぐ隕石衝突で溶岩チューブ のほとんどは崩れてしまった可能性もあるが,中には 崩壊を免れ,地下に巨大空洞を残している可能性も考 えられる.

我が国の月探査機「かぐや」によって最初に発見さ れた縦孔は3つ(図1)で、直径、深さ共に60-100 m に及ぶ[1, 2]. その後、米国の月探査機ルナー・リコ ネサンス・オービター(LRO)によって、さらに小さ い縦孔や、浅い縦孔が多く観測されている[2, 3]. そ の多くは、直径数10 kmオーダーの大きめのクレータ ーの底に存在する[8]. これらはクレーター形成後、 衝突溶融物(インパクトメルト)が流れた際に内部の揮 発性物質が抜けて出来たか、インパクトメルトが冷却 する際の岩体収縮に起因して形成されたと考えられて いる. 大きさ5 m以上のもので200個以上に及んでい る. 一方、海に孤立して見られる縦孔は「かぐや」が 発見したものを含めても10個に満たない[3]. 月の海 の縦孔と同様のものは、火星でも発見されており、直 径が100 m以上に及ぶものも多い[4].

大きな縦孔の形成メカニズムの有力な説として, 隕 石衝突と断層起源による2つが考えられる[9]. 前者は,

^{1.} 近畿大学工学部教育推進センター

^{2.} 国立研究開発法人 宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所 michikami@hiro, kindai, ac. jp



Mare Tranquillitatis Hole (静かの海の縦孔)

Mare Ingenii Hole (賢者の海の縦孔)

図1: 月探査機「かぐや」で最初に発見された3つの縦孔とそれらの場所.(a) Marius Hills Hole (マリウスヒルズの縦孔) [LRO NAC M122584310LE] (b) Mare Tranquillitatis Hole(静かの海の縦孔) [LRO NAC M126710873RE] (c) Mare Ingenii Hole(賢者の海の縦孔) [LRO NAC M123485893RE] 以上の画像(a) ~(c) は、米国の月探査機ルナー・リ コネサンス・オービターによる[2].(d)「かぐや」で最初に発見された縦孔の場所.「かぐや」の地形カメラのデータで、 太陽高度40度以上で月の海の95%以上を撮像している.それぞれの緯度,経度はMarius Hills Hole [303.3° E, 14.2° N], Mare Tranquillitatis Hole [33.2° E, 8.3° N], Mare Ingenii Hole [166.0° E, 35.6° S] である[1,5]. 月の地下空洞の天井に隕石が衝突し、それが引き金と なって崩落し、縦孔が形成された可能性が、地形的特 徴[1]と数値計算[10]によって示されている。後者は、 固い下層に脆弱な上層が存在し、下層のずれによって、 上層が下層の隙間に流入することによって縦孔が形成 される、縦孔の起源が隕石衝突とすると、 クレーター に見られるリムや、周囲に破片が見られると予想され るが、実際には見られない、このことから縦孔は隕石 衝突では形成されないと考えている研究者も多い[2-4]. しかしながら、筆者らが過去に行った地下空洞を模擬 した室内正面衝突実験[11]によれば、(1)天体表面側 に飛び出す破片の量は少なく、むしろ(地下下方に位 置することになる)空洞に向かって飛び出す破片の量 の方が多い。(2)縦孔の淵のリムは形成されにくい。 ということが分かった.実際の月や火星の縦孔の底に は多くの破片が観測されていることもあり、我々の実 験結果と一致する、すなわち、縦孔は隕石衝突によっ ても形成される可能性があることを初めて実験的に明 らかにした[11].

以上のように、縦孔は隕石衝突が引き金となって形 成された可能性はあるものの、発見された60-100 m サイズの3つの月の縦孔は、火星の縦孔に比べて長軸 と短軸の長さの差が明らかな楕円形をしている。クレ ーターにおいて、多くは円形であるが、楕円形のクレ ーターにおいて、多くは円形であるが、楕円形のクレ ーターは隕石の斜め衝突によって形成される。そのた め、月の縦孔も隕石の斜め衝突によって形成された可 能性はある、筆者らが過去に行った実験は、主に火星 の縦孔を模擬して行った正面衝突で、斜め衝突は行っ ていない[11].そこで、月の60-100 mサイズの3つの 楕円形をした縦孔が、隕石の斜め衝突によって形成さ れた可能性を探るために、空洞を模擬した標的に対し て、斜め衝突実験を行った。その実験結果と観測され た縦孔との比較検討をして、縦孔形成メカニズムにつ いての考察を行った。

2. 実験方法

2.1 標的の作製

月面表層の強度は過去の研究によれば1 MPaのオ ーダーである(月の60-100 mサイズのクレーターの場 合)[12]. そこで強度1 MPaのオーダーの人工物体の



図2:作製した標的(モルタル).横35cm,縦25cm,厚さ4cmの厚板で,空洞を模擬するために中心部分横22cmの領域は厚さ1cmに加工した.質量比で砂:セメント:水=10:1:1の割合で作製.

モルタルを標的として作製することにした. 平均粒径 0.2 mmの豊浦標準砂に少量のセメントを加え, 混合 した後, さらに少量の水を少しずつ加え, 均質になる まで攪拌した. 質量比は砂:セメント:水=10:1:1 である.湿ったモルタルを型に押し込み, 1日以上置 いて乾燥させた.その後,型を取り除き,さらに1週 間以上置いて常温で乾燥させた.標的の大きさは縦が 25 cm,横が35 cm,厚さ4 cmの厚板で,空洞を模擬 するために中心部分横22 cmの領域は厚さ1 cmに加 工した(図2).密度は1550 kg/m³であり,空隙率は 40%と計算される.

2.2 標的の強度試験

上記と同じ方法で、強度試験用に高さ3 cm、直径6 cmの円柱形のモルタルを作製した。そのモルタルを、 高さ3 cm, 直径1.5 cmの円柱形のコア状にくり抜き, いくつかのコアサンプルを作製した. 強度試験をする ためには、圧縮面の平行度が重要であるので、高さの 誤差が0.10 mm以内になるようにコアサンプルを成 形した. 一軸圧縮試験を島津製のAutograph-5000 A を使用して、コアサンプルに対して行った. 圧縮は1 分間に1 mmの速度で行い。圧力ゲージをコアサンプ ルにつけて、応力ひずみ曲線を得た. 圧縮強度は10 回測定を行い. 平均が3.2±0.9 MPaであった. また. 直径10 cm高さ8.7 cmの円柱形のモルタルに対して, 圧裂引張強度試験を行い. 引張強度は0.83 MPaであ った. さらに、厚さ2 cm、縦横30 cmの厚板状のモ ルタルに対して音速測定を行い. 値は2280±60 m/s であった.

2.3 **衝突実験の概要**

衝突実験はJAXA宇宙科学研究所の2段式軽ガス銃 を用いて行った[13].標的の周囲をダンボールまたは 発泡スチロールで固定し,チャンバー内に設置した(図 3).弾丸には直径7.14 mmのナイロン球(質量0.217 g)を用い,標的表面に対して衝突角度α(図3)は2^cか ら90^cの範囲で衝突させた(衝突角度は標的面からの角 度で定義).衝突速度は2.4 km/s前後で,全ショット 数は8である.真空度は40 Pa以下で,破片の飛び出 す様子を2方向から高速度カメラで撮影した.実験条 件および実験結果一覧については表1に示す.

3. 実験結果

3.1 衝突角度と縦孔

斜め衝突によって形成された縦孔の写真は図4であ る.衝突角度ごとの縦孔の様子が示してあり,各図の 左側から弾丸は衝突した.今回の実験では,衝突面, すなわち標的表側にクレーターが形成された一方で (図4上段),衝突反対面,すなわち標的裏側にもクレ ーターが形成された(図4下段).本論文では,衝突面 に形成されたクレーター(くぼみ)を表面クレーター, 衝突反対面に形成されたクレーター(くぼみ)を裏面ク レーターと呼ぶことにする.表面クレーターと裏面ク レーターが繋がったとき,縦孔は形成されたと言える. 例外として、衝突角度 $\alpha = 2^{\circ}$ では表面クレーターと裏面クレーターが繋がらず、縦孔は形成されなかった. 図4から、衝突角度 $\alpha = 30^{\circ}$ では $\alpha = 90^{\circ}$ の正面衝突のクレーター、縦孔の形は変わらないものの、 $\alpha = 20^{\circ}$ より小さくなると、衝突角度が小さいほど、表面クレーターと縦孔の形は細長くなり、それは弾丸の衝突方向に平行であることが分かる.

定量的評価を行う目的で、表面クレーター、裏面ク レーター、縦孔のそれぞれの長軸、短軸の大きさをプ ロットしたのが図5である。全体として、裏面クレー ターの方が表面クレーターよりも大きい。表面クレー ター、縦孔のそれぞれの短軸の大きさは衝突角度 α が小さくなるにつれて、小さくなっている。一方、表 面クレーター、縦孔のそれぞれの長軸の大きさは衝突 角度依存性が見られず、ある程度のばらつきがあるも のの、値は大きくは変わらない、これは、衝突角度 αが小さくなるにつれて、短軸の大きさが小さくなり、 その結果、表面クレーター、縦孔の形が細長くなるこ とを示している。

図6は衝突角度 α と楕円率の関係を示したものであ る.ここで,楕円率は,長軸の大きさ/短軸の大きさ で定義した.衝突角度 $\alpha = 20^{\circ}$ から角度が小さくなる ほど,表面クレーター,縦孔の楕円率は大きくなって いることが分かる.一方,裏面クレーターは,衝突角 度が小さくても,極端には細長くならない.例えば, 衝突角度 $\alpha = 2^{\circ}$ では,表面クレーターは極端に細長い 形であるが,裏面クレーターはそうではない.裏面ク



図3:標的と弾丸の衝突角度および標的の設置例.弾丸は左側から標的に衝突.
ショット番号	衝突角度	衝突速度		表面クレー ター			裏面クレー ター		縦孔		
			長軸の 大きさ	短軸の 大きさ	楕円率	長軸の 大きさ	短軸の 大きさ	楕円率	長軸の 大きさ	短軸の 大きさ	楕円率
		[km/s]	[cm]	[cm]		[cm]	[cm]		[cm]	[cm]	
s1711	2	2.33	4.7	1.0	4.7	4.0	3.3	1.2			
s1713	5	2.39	4.5	2.2	2.0	4.3	4.0	1.1	2.8	1.4	2.0
s1306	10	2.35	4.0	2.4	1.7	4.8	3.3	1.5	2.5	1.3	1.9
s1308	10	2.26	3.9	2.0	2.0						
(厚板)											
s1712	15	2.39	3.8	3.0	1.3	4.5	4.1	1.1	2.6	1.8	1.4
s1305	20	2.38	3.7	3.5	1.1	5.3	5.2	1.0	2.6	2.2	1.2
s1309	30	2.38	4.3	4.0	1.1	5.3	5.0	1.1	2.8	2.7	1.0
s806	90	2.62	5.2	4.9	1.1	5.5	5.4	1.0	3.4	3.3	1.0

表1:実験条件と実験結果. 楕円率は長軸の大きさ/短軸の大きさで定義.s1308は標的の厚みが6cm.それ以外の標的は厚みが1cmである.

 $\alpha = 2^{\circ} \alpha = 5^{\circ} \alpha = 10^{\circ} \alpha = 15^{\circ} \alpha = 20^{\circ} \alpha = 30^{\circ} \alpha = 90^{\circ}$ (s1711) (s1713) (s1306) (s1712) (s1305) (s1309) (s806)



2cm

図4: 衝突角度と縦孔(写真). 上段が表面クレーター,下段が裏面クレーターを示す. α=2°では縦孔は形成されなかった. 各図の左側 から弾丸は衝突した.



図5: 衝突角度と表面クレーター,裏面クレーターおよび縦孔の 大きさ.





図7:標的の厚さが1cmのときの表面クレーターと縦孔(上段: s1306)と標的の厚さが6cmのときの表面クレーター(下段: s1308). 衝突角度は共にα=10°. 各図の左側から弾丸は衝 突した.

レーターの楕円率はどの衝突角度でも1.5以下である.

3.2 標的の形状と縦孔

衝突角度以外にも,縦孔の形状に影響すると考えら れる物理量は存在する.例えば,弾丸の物性,形状, 衝突速度,標的の物性,形状などが挙げられる.その 中でも,地下空洞は様々な形状が存在することが考え られるので,標的の形状は特に重要であろう.そこで, 本研究では次に標的の形状について調べることにした.

前述の実験では、厚みが1 cmの標的において形成 された縦孔であった。弾丸の大きさと標的の厚みの比 によって縦孔の形がどのように変わるかは、筆者らが 過去に行った正面への衝突実験(*a* = 90°)によって示 されている[11]. (1)表面クレーターの大きさは空洞 の大きさに関係なく一定である。(2)裏面クレーター が形成された場合、裏面クレーターの大きさは表面ク レーターよりも大きく、その大きさは標的の厚さが大 きくなるにつれて、大きくなる。(3)縦孔が形成され た場合、標的の厚さが大きいと縦孔の大きさは小さく なる.

今回の斜め衝突実験でも、標的の厚みで表面クレー ターがどのように変わるか調べた.図7は衝突角度 α =10°のときの、表面クレーターで、標的の厚さが1 cmの場合が上段(s1306)に、標的の厚さが6 cmの場 合が下段(s1308)に示してある.厚さ6 cm(s1308)で は裏面クレーター、縦孔は共に形成されなかった、今

Marius Hills Hole (マリウスヒルズの縦孔)	Mare Tranquillitatis Hole (静かの海の縦孔)	Mare Ingenii Hole (賢者の海の縦孔)
LRO ID:M137929856R	LRO ID:M144395745L	LRO ID:M184810930L
実験でできた (斜めから見たとる s1305(a=20°)	<縦孔 ^{-ろ)} →	X
月の縦孔(断	面の予想) 参考文献[2]	のFig.6より引用
A * ¹	B	
実験でできた 縦孔の断面 s1305(a=20°)	\rightarrow	
図8:月の縦孔と予	想される断面、およ	び実験s1305(α=20°)で

観測:月の縦孔(斜めから見たところ)参考文献[2]より引用

回, 表面クレーターの大きさと楕円率は, 厚さ1 cm と6 cmで類似していることが分かる.

4. 議論~月の縦孔との比較

形成された縦孔と断面.

室内実験の結果を,実際の天体衝突に直接応用する ことは難しいかもしれないが,今回の実験結果は月の 縦孔に関して新たな解釈を与えることができる.

図8は図1で示した月の縦孔を斜めから撮像した画 像とその予想される断面,および今回の実験例s1305 ($\alpha = 20^{\circ}$)の画像と断面を表している.予想される月 の縦孔の断面はs1305の縦孔の断面と類似した形になっている.また,s1305の縦孔以外でも今回の実験で 形成された縦孔の断面(長軸方向の切断面)は,月の縦 孔の断面と類似している(ただし, $\alpha = 2^{\circ}$ を除く).こ れは,月の縦孔の断面が衝突角度に依存せず類似した 形になることを意味しているのかもしれない. 補足として、月の縦孔の断面には複数の層が観測さ れているが([2]の研究によれば、これらは複数の溶岩 流によって形成されたと考えられている)、今回の実 験で用いたモルタルは、均質に標的を作ったにも関わ らず、類似した複数の層が形成されている、つまり、 複数の溶岩流が流れなくても、衝突によって、複数の 「みかけの層」ができる可能性がある.

次に月の縦孔を真上から見た場合(図1)と,実験の 縦孔の形状(図4)を比較してみる.実験における表面 クレーターと縦孔の平均サイズ比と,月の表面くぼみ (漏斗状になっている縦孔表面の外縁部)と縦孔の平均 サイズ比は類似しているが,ここでは輪郭がはっきり して定量的な比較が容易な,月の縦孔と実験の縦孔の 楕円率を比較することにした.

図1のそれぞれの月の縦孔の楕円率は,(a) Marius Hills Hole(マリウスヒルズの縦孔)で,a/b=1.2,(b) Mare Tranquillitatis Hole(静かの海の縦孔)で,a/b=1.2,(c) Mare Ingenii Hole(賢者の海の縦孔)で,a/b= 1.6である[2].図6より,本実験でその楕円率に対 応する衝突角度は(a)と(b)で $\alpha = 20^{\circ}$ [s1305(a/b=1.2)],(c)で $\alpha = 10^{\circ}$ [s1306(a/b=1.9)]と $\alpha = 15^{\circ}$ [s1712 (a/b=1.4)]の中間である.一般に天体に隕石が衝突 角度 α 以下で衝突する確率は

$$P = \int_{0}^{\alpha} \sin 2\theta d\theta \qquad \dots \qquad (1),$$

で与えられる[14]. (1)式より衝突角度 $\alpha = 20^{\circ}$ 以下で 衝突する確率は約12%,衝突角度 $\alpha = 20^{\circ}$ 以下で衝突 する確率は約7%程度と計算される.実際,そのよう な角度で月表面に隕石が衝突する可能性は十分あると 考えられる.また,月面の縦孔のサイズは60-100 m であることから,重力よりも天体表面の強度が支配的 な強度支配領域で月の縦孔は形成されたであろう.こ の点でも、今回の室内実験の結果から導かれた衝突確 率については、月の縦孔に適用できると言って良い.

5. まとめ

月の縦孔の形成メカニズムを知るために、地下空洞 を模擬したモルタル標的に対して衝突角度 $\alpha = 2^{\circ}-90^{\circ}$, 衝突速度2.4 km/sで衝突実験を行った.その結果,

・今回の実験のモルタル標的では、縦孔はα = 20°以
 下で楕円形になる。

- ・月の縦孔の形状は、その断面、楕円率ともに今回の 斜め衝突実験で再現することができる。
- ・月の縦孔の楕円率は1.2から1.6程度で、今回の実験 結果を適用すると、それらができる衝突角度は、α
 =20°-10°である。実際の天体がこれらの角度で衝突 する可能性は十分にある。

以上のように,斜め衝突実験によって形成される縦 孔は,月の縦孔の形状ととても類似しており,それら が隕石の斜め衝突によって形成された可能性があるこ とを示すことができた.

謝 辞

本実験はJAXA宇宙科学研究所のスペースプラズ マ共同利用(超高速衝突実験)で行いました.改めて御 礼申し上げます.標的の一軸圧縮試験は、JAXA宇宙 科学研究所の白石浩章氏のもとで,標的の圧裂引張強 度試験,音速測定は,福島工業高等専門学校の山ノ内 正司氏のもとで行うことができました.心より感謝申 し上げます.また,北海道大学低温科学研究所で,毎 年開催される「天体の衝突物理の解明」シンポジウム では,多くの研究者と貴重な議論をすることができ, お世話になりました.さらに,本稿の査読者には丁寧 な査読をして頂き,感謝いたします.本研究は,公益 財団法人福島県学術教育振興財団の助成を受けました. ありがとうございました.

参考文献

- [1] Haruyama, J. et al., 2009, GRL 36, L21206.
- [2] Robinson, M.S. et al., 2012, Planet Space Sci. 69, 18.
- [3] Wagner, R.V. and Robinson, M.S., 2014, Icarus 237, 52.
- [4] Cushing, G. E., 2012, J. Cave Karst Stud. 74, 33.
- [5] Haruyama, J. et al., 2012, In: Badescu, V. (Eds.), Moon
 Prospective Energy and Material Resources, Springer, pp. 139.
- [6] Hörz, F., 1985, In: Mendell, W. W. (Eds.) Lunar Bases and Space Activities of the 21st Century, 405.
- [7] Oberbeck, V. R et al., 1969, Mod.Geol. 1, 75.
- [8] Ashley, J.W. et al., 2012, JGR 117, DOI:10.1029/2011JE003990.

- [9] Wyrick, D., et al., 2004, JGR 109, E06005.
- [10] Martellato, E., et al., 2013, Planet Space Sci. 86, 33.
- [11] Michikami, T., et al., 2014, Planet Space Sci. 96, 71.
- [12] Melosh, H. J., 1989, Impact Cratering: A Geologic Process. Oxford University Press. New York.
- [13] 長谷川直, 2015, 遊星人 24(本号).
- [14] Shoemaker, E. M., 1962, Physics and astronomy of the Moon. Academic Press, New York, 283.

特集「日本における衝突研究の軌跡」

中村 昭子1

2015年5月11日受領, 査読を経て2015年7月15日受理.

(要旨)小惑星 Vesta表面に発見された暗い物質(低アルベド物質)には,他天体起源物質が含まれる可能性が指摘されている.ジャイアントインパクトのインパクター物質のゆくえを扱った数値シミュレーション研究はあるが,小規模な衝突でのインパクターは通常忘れられた存在である.本稿では,小惑星の表面に衝突した他天体物質の塊がどの程度粉砕されるかについて,衝突実験で回収された弾丸の破片質量のデータと,水谷スケーリング則などをもとに考察した.実験室での結果を外挿してみると,他天体物質の塊がレゴリスへ衝突した場合,小惑星 Itokawa 上に見つかったブラックボルダーのような数メートル級の岩塊が残るというのは,なかなか困難そうであった.一方,センチメートルサイズの岩片は残るかもしれないことが示唆された.

1. 小天体表層の外来物質

はやぶさのItokawa画像には、ブラックボルダーと 呼ばれる周りよりも反射率が顕著に小さい、大きさ数 メートルの岩塊が見つかっていて、経度ゼロの目印に 使われている[1]. ブラックボルダーの起源については、 反射率に加えて多色測光の情報などをもとに議論され ている. Itokawa母天体で衝撃変性を受けた部分が岩 塊として残っている可能性のほかに、炭素質コンドラ イトのような塊が捕獲された可能性も挙げられている [2].

隕石の中には、複数の母天体起源の岩片を含む種類 がある[3]. Almahata Sitta隕石は、ユレイライトを主 成分とする砕屑角礫岩であり、エンスタタイトコンド ライトや普通コンドライト、炭素質コンドライトなど 多種類の岩片からなっている[4]. この隕石は、小惑 星2008TC₃が、発見された直後に地球大気に突入し、 そのごく一部が回収されたものである. ユレイライト 物質とその他の物質は、いつどのように混合して小惑 星2008TC₃を形成するに至ったのか. 1つのシナリオ は、ユレイライト物質からなる天体表面のレゴリスに、

```
1. 神戸大学大学院理学研究科 惑星学専攻
amnakamu@kobe-u, ac. jp
```

他天体起源の岩片が衝突して取り込まれたとするもの である[5].

HED隕石は、分化した小惑星 Vesta 起源の可能性 のあるエコンドライトであるが、数%の炭素質コンド ライトクラストを含むことが知られている[6].地上 からの観測によって Vesta に水酸基もしくは結晶水を 含む鉱物があることが示され、その起源が炭素質コン ドライト質インパクターの破片である可能性が、他の 起源の可能性とともに議論されていた[7]. Dawn探査 機による観測は、小惑星 Vesta の表面に局所的に水酸 基を含む低アルベド物質が存在し、ベスタ固有の物質 と混合していることを示唆した[8]. この観測は、小 惑星表面に他天体物質の塊が衝突しその一部がレゴリ スに捕獲されて混合・石化することで他天体起源の岩 片を含む隕石となる、という一連の過程のある瞬間を 捉えたものなのかもしれない.

Stardust計画による木星族彗星Wild 2の塵の分析 では、太陽近傍の高温領域で形成されたと考えられる 物質を含むことが明らかにされている[9]. このように、 小天体の形成と進化の途上で異なる起源をもつ物質が 混合した可能性がさまざまな研究によって示唆されて いる.Wild 2彗星の高温起源物質がそう考えられてい るように、天体形成時に混合が起こった場合や、 HED隕石中の炭素質コンドライトクラストのように、 天体形成後に混合したと考えられる場合があるだろう. 後者については、小天体表面に衝突した他天体物質塊 が、どのくらいの大きさで残るのか、すなわち、どの 程度粉砕されるのかということが定量的議論の出発点 となる、後者の過程による混合物の大きさに制約を与 えることができれば、観測された混合物の大きさがそ の起源を推測する手がかりとなるかもしれない. そこ で、本稿では、インパクターの破壊に着目する、まず、 2章では、水谷スケーリング[10]にもとづくインパク ターの衝突破壊のスケーリングの可能性について述べ る.3章では、このスケーリングにおける鍵である物 質強度について、サイズ・歪速度依存性の検討を行う. 4章では、弾丸破片回収実験結果を用いてスケーリン グの適用可能性を確認し、5章で小惑星への応用につ いて議論する.

2. インパクターの衝突破壊

小惑星表面への岩塊の衝突速度は、小惑星帯の平均 相対速度である5 km/s程度[11]と考えられる. この 速度域で主におこることは破壊であり、衝突破壊実験 の手法によって直観的理解が得られる、従来の衝突破 壊実験においては、標的についての研究が主である. 弾丸の破壊についても、低密度物質を用いた彗星塵の 捕獲の観点で研究がなされている、しかし、それ以外 で、回収された破片について記載されている例は少な い. 数少ない例外の1つに、月面や火星表面への衝突 において隕石が残存するのかという興味から、玄武岩、 かんらん石、鉄隕石、普通コンドライトを円柱に成形 したものを弾丸とし、砂や火星レゴリスシミュラント に衝突速度2 km/s弱で撃ちこんだ実験がある[12]. 予備的な報告では、衝突速度約1.5 km/sの玄武岩弾 丸と普通コンドライト弾丸から、もとの質量の10% を超える破片が回収されている.

標的の衝突破壊の程度は、衝突後の最大破片の質量 の衝突前の質量に対する比(最大破片質量割合)で表さ れる.破壊の程度は標的の強度で規格化された標的背 面での圧力(無次元衝突圧力と称される)に依存すると いう描像が定式化され、水谷スケーリングと呼ばれて いる[10].通常は、標的に比べて弾丸が小さい.その ため、標的内を伝わる間に圧力が減衰するという効果 が入る.

同様の考え方を弾丸にあてはめると,弾丸の壊れ方 は、衝突時に発生する圧力そのものを弾丸物質の強度 で規格化した量に依存するであろう.よって,破壊の 程度は、以下のように表されると期待される.

$$\frac{m_{pL}}{M_p} = f\left(\frac{P_0}{Y_p}\right). \tag{1}$$

ここで, *M*_bは弾丸質量, *m*_{bL}は弾丸の最大破片質量, *P*₀は衝突時に発生する圧力, *Y*_bは弾丸の強度である. 火薬銃を用いてアルミニウム弾丸を加速し,パイロフ ィライトと玄武岩に衝突させた実験結果を水谷スケー リングで整理した論文には,岩石標的の破壊だけでな く,アルミニウム弾丸の破壊の程度についても,無次 元衝突圧力との関係が報告されている[13]. それによ ると,アルミニウム弾丸は,岩石標的の場合に比べて 2桁以上の無次元衝突圧力がかからないと壊れないと いう結果となっている.大きな差の原因として,アル ミニウムと岩石それぞれの物質強度に何を用いるかと いう問題と,脆性の岩石と延性のアルミニウムの壊れ 方の違いが指摘されている.

3. 試料強度のサイズ依存性と歪速度 依存性

実験室での結果を、天体に応用しようとするときに ぶつかる大きな壁として、強度がある.岩石の強度に は、サイズ依存性があることが知られており、さまざ まなモデルが提唱され実験が行われている.中でも最 もシンプルなモデルとして、ワイブルの提唱したもの がある[14].ゆっくりとした引っ張りの場合に、いち ばん弱い箇所(ひび)から破壊が進行する.大きな塊ほ ど弱い箇所を含みうるために、大きな塊ほど強度が小 さい傾向となる.そこで、強度の空間一様性を表す以 下の分布則を定義することとなる.

$$n(\sigma) = k\sigma^{m} . \tag{2}$$

ここで、 $n(\sigma)$ は、応力 σ 以下で活性化するひびの空間密度、 $k \ge m$ は物質毎の定数であり、共に正である. 指数mが小さいことは、強度が空間非一様であること、強度のサイズ依存性が大きいことと対応し、mが大きいことと、強度が空間的に一様であること、強度のサイズ依存性が小さいことが対応する.指数mを用いて、強度Yと体積Vの関係が.



図1: 試料の体積と引張強度の関係[20の図を加工]. 花崗岩の線 は、異なる体積を持つ試料の強度データに(3)式を適用し て求められたもの[16]である.

$$Y(V) = Y_0 \left(\frac{V}{V_0}\right)^{-1/m},$$
 (3)

と表される. ここで, Y₀は体積 V₀のときの強度である. ところで, ひびの強さ, すなわち, 活性化のしにくさ は, ひびの大きさと関係づけられる. 大きいひびほど 小さな応力で成長を始める[15]. 指数*mが*6に等しい ときは, どのスケールでみてもそのスケール程度のひ びがある状態である[16].

図1は、以下でとりあげる衝突実験[17-19]に用いた パイロフィライト, 玄武岩(夜久野産), 鉄隕石(Campo del Cielo)の引張強度を示す[20]. 材料物質の引張強度 は、試料の両端をつかんで文字通り引っ張ることで測 定される. 試料の成形が難しい場合には、円板形試料 を側面から押すことで内部に引張応力を発生させて行 う圧裂引張試験で代用される.パイロフィライトのデ ータは、直径5、10、20 mmで厚みがそれぞれ直径の 半分の円板試料の圧裂引張試験の結果である、玄武岩 も同様に、直径5,10 mmの円板試料の圧裂引張試験 の結果を示している、パイロフィライトでは、直径 20 mmの試料は、10 mmの試料に比べて弱く、5 mm の試料の強度は、10 mmの試料と同様である、同様に、 玄武岩の場合も(3)式からの予想とは異なり、直径5 mmの試料のほうが、直径10 mmの試料よりも強い ということはない、試料サイズが小さくなる、すなわ ち、試料サイズが岩石を構成している鉱物の大きさに 近づくと(3)式は成り立たないという適用限界がある

と見て取れる.パイロフィライトと玄武岩のそれぞれ の10 mmの試料のデータ点を通る2本の直線は、(3) 式のパラメタにそれぞれの試料の測定値を代入したも のである。指数mは、同じ10 mmの試料を複数用意 して、強度のばらつきから推定する方法により得てい る[21]. 玄武岩に比べてパイロフィライトのmは小さ く、パイロフィライトの方が空間的に非一様な強度を 持つということであろう. パイロフィライトの20 mmのデータは(3)式の直線よりも少し下にプロット されているが、大きくは外れていない、図には、直径 1.9~17 cmの花崗岩試料についての強度測定の結果を (3)式の形で表した線[16]も載せてある. 花崗岩のmは. パイロフィライトや玄武岩とは求め方が異なり、(3) 式から決定され、パイロフィライトと玄武岩の間の数 値となっている。図1の鉄隕石の引張強度については、 以下のように推定した[19とその参考文献]. 直径3 mm. 高さ4 mmの円柱を圧縮試験機で押すことで降 伏強度を測定したところ, 300 MPaであった. 鉄隕石 のような鉄ニッケル合金の強度は、ニッケル含有量に よることが知られている. Campo del Cielo隕石のニ ッケル含有量は5.5-7.4%である.ニッケル含有量が6 %の合金の降伏強度は300 MPaであり、同じ合金の 引張強度は400 MPaである。そこで、鉄隕石の引張 強度も400 MPaであるとした. 鉄隕石試料については, 残念ながらサイズ依存性についての測定データは得ら れていない.しかし、目視できるほどの大きなひびが 入っているので, mの値は, ここで取り上げた岩石の 値よりも小さく、6に近いのではないかと推察される、

衝突のような大きな歪速度の場合の強度も、サイズ に依存する.実験では、センチメートルから数十セン チメートルという、大きさが一桁以上にまたがる花崗 岩標的をアルミニウム弾丸の衝突によって破壊し、標 的サイズの増大とともに標的が破壊されやすくなるこ と、そのサイズ依存性が、静的破壊強度のサイズ依存 性よりも大きいことが示されている[16].(3)式と静 的強度測定結果によれば、静的引張強度のサイズ依存 のべき指数は-3/mであり、花崗岩のm=12を代入 すると-0.25となる.他方、衝突破壊実験の結果から は、サイズ依存のべき指数は、-0.405と報告されて いる.我々が行ったパイロフィライトと石膏(空隙率 65-70%に調整したもの)を用いた実験でも、静的強度 のサイズ依存性よりも衝突破壊強度のサイズ依存性が



図2: 無次元衝突圧力と弾丸の最大破片質量割合の関係.(a)弾丸強度を静的引張強度とした場合,(b)弾丸強度を(4)式に基づく動的引張強度とした場合.丸括弧の中に,標的物質を示す.(b)の実線は,パイロフィライトと玄武岩のデータのうち,最大破片質量割合が0.95以上のものを除いたもので最小自乗法により決めた.

大きくなっている[20]. このことは,強度の歪速度依存性と知られている現象が見えている,あるいは,サ イズと直接関係づけやすい「荷重の持続時間」依存性 であると解釈される[16][19].

強度の歪速度依存性は、ある歪速度以上(動的条件下)では、強度が歪速度とともに大きくなるというもので、さまざまな物質で確認されている[22]. 歪速度が大きいと、少数の弱いひびの成長では追いつかないので、より多数の強いひびの活性化が必要なために強度が増す. この描像をひびのワイブル分布を使って展開したモデル[23]にもとづくと、強度の歪速度 ε への依存性は、下の式で表される.

$$Y(\dot{\varepsilon}) = Y_{s0} \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0}\right)^{3/(m+3)}, \quad \not \sim \not \sim \downarrow, \quad \dot{\varepsilon} \ge \dot{\varepsilon}_0.$$
 (4)

ここで, *Y_{s0}は静的引張強度, ċ₀は, 静的から動的へ 変化する歪速度である.*

4. 衝突実験

4.1 弾丸の加速

弾丸の速度~5 km/sを達成するには、二段式軽ガ ス銃が使用される.この銃をもちいた衝突実験では、 銃身保護のため、通常はプラスチック弾丸が用いられ る.プラスチック以外の弾丸を加速するには、サボと 呼ばれるプラスチック円柱に弾丸を保持して加速する. サボには加速方向に切れ目をいれたものを用い. サボ が銃口から飛び出すと弾丸とサボが分離する.標的ま での途中でサボストッパー(中心に穴をあけた金属円 盤)によりサボを止め、弾丸のみを標的に衝突させる。 サボが上手く分離しないと弾丸の軌道が逸れて標的に あたらなかったり、分離しそこねたサボが弾丸ととも に標的に衝突したりする。宇宙科学研究所の二代目の 二段式軽ガス銃には、銃身にライフルが切ってあるた めにサボが分離しやすくなっている. さらに、実験の 成功率を高めるためのサボの開発が行われた結果. 銃 の口径が7 mmであるのに対して、安定して3 mmや 1 mmの弾丸を飛ばすことが可能となっている[24]. そこで、小天体表面へのインパクター衝突を模擬した 実験を行うことができるようになった、ただし、サボ で守られていて銃身との摩擦がないとしても、最終的 に速度数キロメートル毎秒までに加速しようとするた め、加速そのもので弾丸が壊れてしまうことがある. 脆い弾丸物質の場合には、到達速度に限界がある、

我々は、神戸大学の口径3 mmのガス銃や口径15 mmの火薬銃によってもデータを取得した。ガス銃で は速度は約200 m/sまでの実験を行い、火薬銃では、 200~1000 m/sの実験を行った。これらの銃では、銃 身よりも直径の小さな弾丸を、銃身内径サイズのプラ スチック円柱の先にとりつけて加速し、ストッパーで プラスチック円柱を止めて弾丸のみを標的に衝突させ た.

4.2 弾丸最大破片質量割合

図2に宇宙研二段式軽ガス銃、神戸大火薬銃、ガス 銃を用いて行った実験での弾丸最大破片質量割合 *m_{bL}/M_b*と無次元衝突圧力*P*₀/*Y_bの関係を示す.標的* には砂、アルミニウム[18]、密度140 kg/m³と非常に 空隙率の高い中空ガラスビーズ焼結体[19], 岩石やナ イロン[20]を用いている。弾丸は、円柱形状に成形さ れたもので、図に載せているのは、直径3~8 mmの ものである。発生圧力は、中空ガラスビーズ焼結体を 用いた実験以外では、それぞれの物質のユゴニオパラ メタから推定し、中空ガラスビーズ焼結体標的の場合 は、標的密度が小さいので動圧すなわち、 $\rho_i U^2$, ρ_i は標的密度, Uは衝突速度, で代用している. 図2aは, (1)式のY₂に静的引張強度を代入したものである。弾 丸のサイズはいずれも小さいので弾丸強度のサイズ依 存性は無視できるとして,パイロフィライトと玄武岩 については、直径10 mmの円板の圧裂引張強度を採 用し, 鉄隕石については, 400 MPaそのままを使って いる。岩石は、無次元衝突圧力が10~20で壊れ始め るのに対し、鉄隕石は~50程度から壊れ始めるとい う結果になっている。図2bは、(1)式の Y_b に式(4)を 採用したものである.ここでは、 $\dot{\epsilon}_0 \in 10 \text{ s}^{-1}$ とし[23]、 パイロフィライトと玄武岩のmは、(3)式と共通のも のを用い、鉄隕石には、m=6と9の二つの値を仮定 した. この場合, 歪速度依存性のべき指数は, それぞ れ1/3と1/4となる. 鉄のスポール強度(自由表面がは がれる強度)の歪速度依存性のべき指数が0.29である という報告[25]があるので、ここで仮定したmはひど く的外れな値ではないと考えられる. 衝突破壊の程度 の歪速度依存性については、前章で触れたように「荷 重の持続時間 | 依存性と解釈すべきかもしれない。こ こでは、 歪速度として、

$$\dot{\varepsilon} = \frac{U}{a},\tag{5}$$

[26]を採用するが、(5)式は、「荷重の持続時間」の逆数のオーダーとも言える.ここでaは、弾丸の等価球 半径である.図2bでは、図2aに示された岩石と鉄隕石の差が小さくなった.これは、鉄隕石実験が二段式 軽ガス銃を用いた速度2.4~4.8 km/sの高速度実験で あったために、強度の歪速度効果が顕著に表れるのに



図3:弾丸衝突破壊実験から予想される,パイロフィライト質インパクターの最大破片半径.

対し,岩石の方は中空ガラスビーズ焼結体に衝突させ た二例が衝突速度2 km/s程度であって,ほかは1 km/s以下の低速度衝突であったために,歪速度依存 による強度の増加が鉄隕石ほどにはなかったためであ る.いずれの物質でも,無次元衝突圧力が1に近い値 から破壊が始まっており,スケーリングの結果として 期待通りの振る舞いである.

5. 小惑星表面への応用

以上を受けて、小惑星レゴリス層に半径aの球形の パイロフィライト物質が衝突した際の、最大破片質量 割合を見積もってみる.図2bで得られた経験則(図中 の実線)

$$\frac{m_{Lp}}{M_{p}} = 3.6 \left\{ \frac{P_{0}}{Y_{S0} \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\varepsilon_{0}}\right)^{3/(m+3)}} \right\}^{-1.7}, \quad (6)$$

を用いるが,インパクターは実験試料よりも大きいため,静的引張強度に(3)式のサイズ依存性が現れると考え,

$$Y_{s0} = Y_0 \left(\frac{V_a}{V_0}\right)^{-1/m},$$
 (3')

ただし、Vaは、半径aの天体の体積、とする. (6)式

と(3')式から、強度はサイズの-3/1/m+1/(m+3)/ に依存することとなり、パイロフィライトのm=10.9 を代入すると、-0.49となる.この値は、パイロフィ ライト標的の衝突破壊実験から求められた-0.4 [18] よりも強いサイズ依存性を示す.(6)式は強度のサイ ズへの依存性をやや過大評価してしまっているかもし れない、初期発生圧力の見積もりには、小惑星レゴリ ス層がシリカサンドであるとしてそのパラメタを仮定 する[18].

図3に最大破片の等価球半径を示す。小惑星 Itokawa上の最大ボルダーの長さは約50 mであった が、そのようなボルダーが小惑星表面を飛び出し、他 の小惑星表面に衝突するとしたら、数十センチメート ル以下のかけらに粉砕されてしまうことを示している. 今回検討した経験則とパラメタ範囲ではItokawa上の ブラックボルダーを外来のインパクターの破片として 形成することはできなかった.一方, Itokawaの接近 画像には、周囲と明るさの異なる大きさ数10 cmの岩 片が見られた[27]. これら小さな岩片の中には、外来 天体が衝突して生じたものが混じっているかもしれな い. Almahata Sitta 隕石として回収されたものの中で、 ユレイライト以外の岩片は大きなもので数センチメー トルであり[28]. これらもまた. 小惑星どうしの典型 的な相対速度での衝突で生き残ったものなのかもしれ ない.

今回のスケーリングにおいては、衝突角度の効果や、 衝突速度の増加による破片の残存のしかたの変化につ いては考慮していない。例えば、玄武岩弾丸を速度2 km/s以上でシリカサンドに撃ちこんだ実験では、弾 丸破片とシリカサンドが固着する現象が見られている [29]. 詳細な議論には、さらなる検討を要する。

謝 辞

大変的確なコメントを下さった査読者に感謝します.

参考文献

- Hirata, N. and Ishiguro, M., 2011, Lunar Planet. Sci. 42, #1821.
- [2] Hirata, N., private communication.
- [3] 木村眞, 2011, 遊星人 20, 132.

- [4] 宮原正明, 2014, 遊星人 23, 382.
- [5] Goodrich, C. A. et al., 2015, Meteorit. Planet. Sci. 50, 782.
- [6] Zolensky, M. E. et al., 1996, Meteorit. Planet. Sci. 31, 518.
- [7] 長谷川直, 2014, 遊星人 23, 361.
- [8] Palomba, E. et al., 2014, Icarus 240, 1.
- [9] 三河内岳, 2007, 遊星人 16, 270.
- [10] 岡本尚也,水谷仁, 2015, 遊星人 24, 33.
- [11] Bottke, W. F. et al., 1994, Icarus 107, 255.
- [12] Bland, P. A. et al., 2001, Lunar Planet. Sci. 32, #1764.
- [13] Takagi, Y. et al., 1984, Icarus 59, 462.
- [14] Weibull, W., 1939, Ingvetensk. Akad. Handl. 151, 1.
- [15] Griffith, A. A., 1920, Phil. Trans. R. Soc. A 34, 137-154.
- [16] Housen, K. R. and Holsapple, K. A., 1999, Icarus 142, 21.
- [17] Nagaoka, H. et al., 2014, Meteorit. Planet. Sci. 49, 69.
- [18] Okamoto, T. et al., 2013, Icarus 224, 209.
- [19] Katsura, T. et al., 2014, Icarus 241, 1.
- [20] Nakamura, A. M. et al., 2015, Planet. Space Sci. 107, 45.
- [21] 中村昭子他, 2007, 遊星人 16, 216.
- [22] Kimberley, J. et al., 2013, Acta Materialia 61, 3509.
- [23] Grady, D. E. and Kipp, M. E., 1980, Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr. 17, 147.
- [24] Kawai, N. et al., 2010, Rev. Sci. Instrum. 81, 15105.
- [25] Razorenov, S.V. et al., 2004, JETP Lett. 80, 348.
- [26] Melosh, H. J. et al., 1992, J. Geophys. Res. 97, 14735.
- [27] Noguchi, T. et al., 2010, Icarus 206, 319.
- [28] Horstmann, M. and Bischoff, A., 2014, Chem. Erde 74, 149.
- [29] 長岡宏樹 他, 2014, 地球惑星科学連合大会.

^{特集「日本における衝突研究の軌跡」} 高速ビデオカメラを使わない衝突クレーター 形成過程のその場観測

山本 聡¹, 長谷川 直², 鈴木 絢子², 松永 恒雄¹

2015年5月11日受領, 査読を経て2015年6月16日受理.

(要旨)本研究では、高速ビデオカメラを使わない、新しいタイプのその場観測手法の開発を試みた.この 方法では超高速レーザー変位計を衝突点近傍にまで接近させて「その場」観測を行うことで、衝突直後の掘 削流の時間発展の様子を、高空間および高時間分解能で定量測定する.これにより、極めて高い精度(空間 分解能で約300 µm、時間分解能でミリ秒オーダー)での掘削流のその場定量測定を可能にした.また放出物 カーテン内の不安定構造に起因する山谷パターンをレーザー変位計により追跡することで、放出物の速度分 布も同時に測定できることが分かった.

1. はじめに

固体天体地表の卓越地形の一つである衝突クレータ ーから様々な惑星科学的情報を引き出すためには、そ の基礎方程式となる衝突クレーターのスケーリング則 が重要となる[1-3]. このスケーリング則の定式化を行 うため、これまで数多くの衝突クレーター形成実験が 行われてきた.一方,過去の研究の多くでは、実験後 に回収されたクレーターの最終形状の測定を行い、そ れらのデータ(直径や深さ、プロファイル形状など)を 統計的に解釈するという方法が用いられている.一方. そのようにして決定されたスケーリング則は、基とな る実験諸条件(標的の物性値, 弾丸の物性値や衝突速 度範囲等)に対して大きく依存することが知られてい る(スケーリング則不定性問題と呼ぶ)[4]. その為,例 えば探査等で取得された画像上のクレーターのサイズ から衝突体のサイズの推定を行う場合、どのスケーリ ング則を使うかによってその結果が変わるといった問 題が指摘されている。現状では、このスケーリング則 不定性問題の原因はよく分かっていない. この問題を 解決するには、クレーターの最終形状に基づくのでは

1. 国立環境研究所 2. JAXA yamachan@gfd-dennou.org なく、衝突によって生じる掘削物質の流動(掘削流)の その場観測を行い、その物理的解釈に基づいてスケー リング則を再考することが必要である。

過去に行われたクレーター形成過程のその場観測手 法としては、Quarter-space法(1/4空間法.通常の実 験では半無限領域(half-space)の標的が使用されるの に対し、その断面を取るという意味で1/4空間と呼ば れている)[47]が挙げられる.これは粉体標的の入れ 物の一面を透明板(例えばアクリル板)で作成し、その 透明板の直ぐそばに垂直に弾丸を打ち込み、透明板を 通して掘削流の様子を高速ビデオカメラにより観測す るというものである.しかし透明板と掘削流の相互作 用が無視できないことから、定量的評価には適さない. 実際に1/4空間法で形成されるクレーター径は、通常 の実験で形成されるクレーターと比べて1~2割程小 さくなることが報告されている[5].

ー方,掘削流に影響を及ぼさない非接触による手法 として、レーザー光を用いた方法が提案されており、 放出物の挙動に着目した手法[8,9]や,掘削過程の挙 動に着目した手法の開発が行なわれてきた[10,11]. いずれの方法もシート状のレーザー光を照射した状態 で衝突実験を行い、放出物や掘削流内面で反射された レーザー光の変化の様子を高速ビデオカメラで観測す る. さらに[12]の研究では[10,11]で開発された測定



図1: レーザー変位計によるその場観測手法の概要図. レーザー変位計は紙面に対して垂直に 設置されている.

法(以下レーザー反射光測定法と呼ぶ)を使って、掘削 流の定量測定を様々な粉体標的に対して行い、その物 理的解釈に基づいた掘削流の時間発展モデル式(以下, 掘削流モデル式)が提案されている.しかし、[12]の レーザー反射光測定法を使った掘削領域に対する測定 では、弾丸の衝突速度が約0.3 km/s以下(粉体のバル ク音速以下)の低速度領域で行われたものであった。

一方、実際の地球型惑星や月で起こる天体衝突は数 km/s~10数km/sを超える高速度衝突であることか ら、[12]で提案されている掘削流モデル式の衝突速度 依存性を明らかにすることが重要である.

そこで本研究では、数km/s以上の高速度衝突条件 下における掘削過程のその場観測を行うための新しい 測定方法の開発に取り組んだ. 今回我々はその場観測 を行うにあたって、従来のアプローチと違って高速ビ デオカメラを使わない、新しいタイプのその場観測手 法の開発を試みた. この方法では超高速レーザー変位. 計を衝突点近傍にまで接近させて「その場」観測を行 うことで、衝突直後の掘削流の時間発展の様子を、高 空間および高時間分解能で定量測定する。これにより、

レーザー反射光測定法と比べて、極めて精度の高い測 定が可能になる(レーザー反射光測定法は、真空チャ ンバーの外から急角度(表面から60°-70°)で観測する 必要があり、特に掘削流の初期段階の測定に対しては 高い精度を得るのが難しい[10-12]). また、高速ビデ オカメラを使わない事から、実験実施にあたって光学 系の調整が不要なだけでなく、取得されたデータに対 する変換処理や補正も不要である事から、実験実施の 準備時間と手間を大幅に短縮できるという特徴も持つ.

本論文では、この新しい手法の紹介と、それを用い た1~6 km/sの高速度衝突条件下における掘削過程の 観測結果について紹介する。また、本測定法によって 放出物の同時測定の可能性についても検討を行う.

2. 測定手法と実験条件について

2.1 高速度衝突クレーター形成実験

宇宙航空研究開発機構の大学共同利用施設である超 高速衝突実験施設[13]に設置されている新型の縦型二

主1	٠	宝睑夂肝
$\propto 1$	٠	天歌末叶

実験ノート番号(a)	衝突速度 [m/s]	最終アパレント直径(b)[mm]
150115-1028	5030	164
150115-1131	4355	148
150115-1316	2820	131
150115-1408	2112	116
150116-0834	1655	111
150116-0929	909	88
	実験ノート番号(a) 150115-1028 150115-1131 150115-1316 150115-1408 150116-0834 150116-0929	実験ノート番号(a)衝突速度 [m/s]150115-10285030150115-11314355150115-13162820150115-14082112150116-08341655150116-0929909

(a) 著者の手元にある実際の実験ノート番号に対応.(b) レーザー変位計によって測定.



図2: レーザー変位計とターゲットの位置関係. レーザー変位計 はターゲット表面に対して, 垂直に設置されている. 衝突 点から変位計のガラス窓までの距離は約25cm, ガラス窓 の中心位置の標的上への直下点と着弾点の距離は約5cmで ある. 垂直下向きの矢印(web版では赤色で示されている) が弾丸衝突方向. 標的上の黒点線はどこで測定が行われる かを示したものである(この点線に沿ったプロファイルが 取得される).

段式軽ガス銃(以下ではJAXA縦型銃と呼ぶ)を用い て、衝突速度数km/s以上での粉体標的に対する衝突 実験を行った.JAXA縦型銃は弾丸を最大約7-8 km/ sまで加速することができ、真空チャンバー(直径約 1.5 m,高さ約2 mの円筒形状)に垂直に接続されてい ることから、重力支配域[1-3]を模擬した粉体標的に対 する高速度衝突実験を行うのに適している。今回弾丸 はポリカーボネイト(質量0.06 g,直径4.76 mm)を使 用.また、ターゲットとして、内径42 cmの容器に入 れた乾燥硅砂(東北硅砂5号:平均粒径約510 µm,バ ルク密度1490~1620 kg/m³)を使用した.この砂の内 部摩擦角は約31°,固着力は30 Paであると報告され ている[14].衝突実験は全て真空条件20 Pa以下で実施. 今回行った実験条件を表1にまとめた.

2.2 レーザー変位計によるその場観測手法

図1にレーザー変位計によるその場観測手法の概要 図を示す.この方法では、JAXA縦型銃により加速さ れた弾丸を粉体標的に垂直衝突させ、衝突によって形 成される掘削領域の形状を、レーザー変位計を用いて 測定する.このレーザー変位計(Keyence超高速イン ラインプロファイル測定器)は水平方向最大240 mm 領域に対して、高さ分解能0.3 mmの精度かつ1~2 kHzのサンプリングレートで一次元プロファイルを連 続取得することが出来る.その為、このレーザー変位 計を用いれば高速ビデオカメラを使うことなく、掘削



図3: レーザー変位計で取得されるプロファイルの例(SHOT 9; vi=909m/sの場合). (a) 衝突前. 矢印が着弾中心点. 着弾 中心点を x=0とした. (b) 衝突から78.8ms後.

過程の時間発展について,非接触かつ高空間および高 時間分解能での測定が可能となる.

本手法では、レーザー変位計を標的の上面にまで張 り出す形で設置し、衝突点の近傍から観測するという ことを行う.図2に実際に設置した写真を示す.図中 の四角い箱の中にレーザー変位計が入っており、下面 に付けられたガラス窓を通じてレーザーの発信と受光 を行うことで測定を行う.なお、レーザー変位計は真 空下に晒さないようにするため、この箱の中は大気圧 下になっている(実際にはチャンバーの外側まで吹き 抜け構造になっている).なお、レーザー変位計が入 った箱は、弾丸の通過点の直ぐそばに表面から垂直に 設置されていることにより、ガラス窓は放出物カーテ ンの内側に入る位置関係になっている(図2).

図3にレーザー変位計によって取得された一次元プ ロファイルの結果例を示す.図3(a)は衝突前のデー タであり,水平の直線が標的表面に相当する.黒線の 細かい凸凹は表面の砂粒の凸凹を反映しており,平均 高さに対して概ね±0.3 mm程度上下している事から, 砂粒一つ程度の凹凸を反映したものであると考えられ る. 図3(b)は衝突から78.8 ms後のプロファイルであ り, 掘削流によるキャビティーと, 放出物カーテンの 内壁の様子が捉えられている. 横軸 $x = -105 \sim -90$ mmあたりでデータが無いのは, 放出物カーテンによ り死角になっているからである(レーザー変位計の窓 はx = -50 mm, y = +250 mm辺りに位置する). な お放出物カーテンのギザギザは放出物カーテン内を構 成する砂の分布を反映したものであり, 連続ムービを 見るとギザギザの山や谷構造が, それぞれ放物線を描 きながら動いているのが観測される(3.2章で詳しく述 べる).

このレーザー変位計により、各時間における衝突前 の表面で測った掘削領域の直径Dap(アパレント直径と 呼ぶ)を衝突からの時間tの関数として測定する。一方、 今の方法では衝突点から一同径方向に対してのみ測定 がなされるため、Danの決定においてはクレーター形 状の軸対称性が仮定される.この場合,弾丸着弾点の 中心位置の決定が重要である. そこで、毎回 shot を 行う前に, 銃口内を通過させたレーザー光を標的表面 に当て、その位置に弾丸を設置し、その後レーザー変 位計を使って着弾予想点を決定した. この決定におい ては、shot毎に測定した着弾中心測定値について平均 値をとり、そのばらつき(今回の解析では約2 mm)を Dapの決定時の誤差として取り扱った(軸対称を仮定す るのでDapの見積りに±2mmの誤差が生じることに なる). また、衝突前の表面高さのばらつき(約±0.3 mm)についてもDapの見積りにおいて考慮している.

今回の実験では観測サンプリングレートは2 kHzと した.一方、サンプリングレート間隔の一コマ内(0.5 ms内)については時間の不確定性があり、標的表面へ の着弾時間を0.5 ms以下の精度で決定することは不 可能である.そこで、取得されたプロファイルデータ において、衝突による擾乱が初めて確認された最初の 時間をt=0.25 msとし、時間に対する不定性(つまり 誤差)を±0.25 msとした.本測定条件におけるクレ ーター形成過程の圧縮過程の典型時間(弾丸サイズ÷ 衝突速度で見積もられる)[15]は0.005 ms以下である. その為衝突直後の一コマ目は、ある程度掘削流が発達 した後に相当すると考えられる.

最後に強調しておきたいのは、図3のプロファイル は、レーザー変位計から出力されたテキスト形式のデ



図4: プロファイルのスナップショット(SHOT 9の場合). ボッ クス内の数字は衝突からの時間t(単位はms). 水平点線が 衝突前の標的表面の平均高さ. 矢印が着弾中心点(着弾中心 点を x=0とした). また,最終形状(衝突から4.6秒後)のプ ロファイルを点線で示している. なお,見やすくするため に,各時間において放出物カーテンの端の外側は表示して いない(実際には擾乱を受けていない表層が撮像されてい る).



図5: 掘削領域の直径(D_{ap})の時間発展.SHOT 9の場合.直線は t=0.75msから16.75msの範囲に対して冪乗フィットした結 果(冪指数は 0.323).最初の点(t=0.25ms)は時間誤差が大 きい(±0.25ms)ため,冪乗フィットの対象外とした.

ータ(実際にはcsvファイルとして提供される)を使っ て、プロットしただけのものである.言い換えると図 3を得るにあたって、実験後なんらかの変換や解析処 理などを行っていない.このようにこの手法はレーザ ー変位計が出力する生データを、そのままプロファイ ルデータとして使えるという特徴を持つ.また本計測 を行う為に最初に行うセットアップにかかる時間は約 30分程度であり、一度セットアップが終了するとそ の後のショットにおいて再調整が不要である.(衝突 実験をされたことがない方のために少し補足すると、 高速ビデオカメラを用いた方法ではレーザー光源と高



図6:様々な衝突速度(v_i=909m/s~5030m/s)におけるD_{ap}の時間 発展.



図7: プロファイルのスナップショット(灰色曲線). SHOT 7の 場合(v=2112 m/s). 放出点からある程度離れると, 放出物 カーテン内に山谷構造が現れ, 成長しながら広がっている 様子が見える. 一例として, 放出物カーテン内の山谷構造 から推定した放出物の軌跡を赤丸で示した.

速ビデオカメラが独立に位置するため,光学系の調整 等に非常に大きな手間と時間が取られる.また画像デ ータから定量的な結果を得るためには,様々な解析と 変換処理が必要であり大きな手間と時間が取られる.) そのため,この手法においては毎回実験後,即座(10 ~15分)に結果を確認することができるという利点を 持つ.

3. 結果

3.1 掘削領域のプロファイル測定

図4にSHOT9について、t=0.25、0.75、2.25、7.75、 21.75、78.75 msにおけるプロファイルを重ねて示した. x=0の矢印が着弾点である. この図より、衝突によ る掘削領域が時間とともに広がり、また放出物カーテ ンが横方向に広がり、最終的にクレーターリム(図中 の点線)が形成される様子が捉えられているのが分か る.一方、衝突直下点ではt=0.75~7.75 msにおいて 盛り上がった構造が見られるが、これは弾丸の破片等 によるものと考えられる. 実際、最終クレーターの底 ではスス状の弾丸の破片が散らばっている事が確認さ れている. このことから、衝突直後において深さ方向 の測定を本手法で行うことは難しいようである.

一方, 掘削領域の直径については、ほとんどのデー タで擾乱を受けたものは見られなかった.そこで.衝 突前の表面高さ(図4の水平破線)で各掘削領域の境界 を定め、弾丸着弾点からの距離の測定を行いDanの推 定を行った. 図5にDapとtの関係をプロットした(なお, ここでは全時間のデータについて表示する代わりに. 時間について対数表示した時に等間隔になるようにリ サンプリングしている). これより衝突直後からt~ 0.02 sではDapはtに対してほぼべき乗則で増加してい るのが分かる(図中の黒線はt=0.75 msから16.75 ms のデータに対して冪乗分布を仮定してフィットした結 果). 一方t~0.03s以降ではDapの成長率が時間ととも に減衰し、冪乗関係(黒線)から外れているのが分かる. そして $t \sim 0.1 - 0.2s$ 以降は D_{ap} が一定となっている.こ れはt~0.1-0.2s以降ではキャビティーの成長が止まり クレーターのリムが形成されたことを意味する. つま りクレーター形成は約0.1-0.2s後に終了したことを意 味するが、これはクレーター形成典型時間Tm~ $\sqrt{D_{av}/g} \sim 0.1 \text{ s}$ と調和的な結果である[15]. その後, 崩 壊過程におけるDaoの顕著な増加は見られなかった.

図6において、様々な衝突速度での*D*_{ap}の時間発展 の結果について比較を行った(*t*=0.25msにおけるデー タ点は時間に対するエラーが大きいため、ここでは表 示していない).これより衝突速度が高くなると、全 体的な傾向が上にシフトするが、時間発展のパターン



図8: 放出物カーテン内の山谷構造から推定した放出物の軌 跡. 黒線は二次曲線でフィットした結果. SHOT 7の場合 (v=2112m/s).



図10: 放出速度と放出地点の関係.比較のために、シート状レー ザーを用いた結果[8]と1/4空間法を用いて測定された結 果[5]も示す.異なる実験条件の結果について比較するた めに、ここでは無次元量[3]を使って比較を行っている. 縦軸は重力支配域の場合における無次元放出速度 (v_e/√gR_{ap})であり横軸は無次元放出位置(r/R_{ap}).gと R_{ap}は重力加速度とアパレント半径.

(初期段階はべき乗則で増加し,その後増加率が減衰 するパターン)に違いは見られなかった.またいずれ も*t*~0.1-0.2sでクレーター形成が終了し,その後壁面 の崩壊などにより*D*_{ap}が更に大きくなる現象は見られ なかった.

3.2 放出物の速度分布測定への応用

図4を見ると放出地点からある程度離れた場所では、 放出物カーテン内に山谷構造が存在するのが分かる. この構造を追跡すると放出物の軌跡を追うことが出来



図9: 放出速度v_aおよび放出角度θと衝突点からの距離rの関係.

るため、クレーター内部のプロファイルだけでなく、 放出速度分布を同時に測定できる可能性が考えられる. そこで以下では、本手法の放出物測定への応用を試み る.

図7に様々な時間で取得されたプロファイルを重ね あわせた結果を示す。この図を見ると放出物カーテン の中に、ある特定の位置に放物曲線を描くパターンが 見える(一例としてある山のパターンの軌跡を赤●で 示した).これは放出物カーテンが広がる過程において、 放出物カーテンを構成する砂の空間的分布に不安定構 造が生じる事によるものと考えられる. 実際に[16]に よれば、クレーターの光条構造は放出物カーテン内で 生じる構造不安定による不均一パターンによるもので あることが示されている、そこで、この放物線パター ンを目視判読によって追跡することで、放出物の軌跡 同定を行った、その結果を図8に示す、この図より、 衝突点近傍では顕著な山谷構造が形成されていないた め軌跡同定が難しいが、ある程度離れた場所であれば 放物曲線に沿った軌跡パターンが同定できる事がわか る、次に二次曲線によるフィッティングから、各放出 物の衝突前の表面高さにおける放出地点r,放出速度 v_{e} , 放出角度 θ の推定を行った, 放出物の位置(x, v)に対する二次曲線 $y = K_0 + K_1 x + K_2 x^2$ の係数 K_0, K_1 , $K_2 \ge r$, v_e , θ は次の用に関係付けられる:

$$\tan \theta = K_1 + 2K_2 r \qquad \dots \dots \dots \dots (2)$$
$$v_e = \frac{1}{\cos \theta} \sqrt{-\frac{g}{2K_2}} \qquad \dots \dots \dots \dots (3)$$

ここでgは重力加速度, y_0 は衝突前の表面高さである. 図8の各軌跡に対して二次曲線でフィッティングを行 い, K_0 , K_1 , K_2 から式(1)-(3)を用いてr, v_e , θ を 求めた. v_e および θ とrの関係を図9に示す.これより, v_e は衝突点から距離が離れるに連れ,全体的に減少し ているのが分かる.また θ の距離による明らかな依 存性は見られず,35度から45度前後の範囲で分布し ている.なおこの例におけるクレーターのアパレント 半径(R_{ap})は58 mmであることから,図8で測定され た放出物はクレーター内の外側約6割~8割の領域か ら放出されたものに相当する.

さらに図10において、過去の高速ビデオカメラを 使った放出物の速度測定結果との比較を行った。まず [8]では1~3 mmの荒い砂に対して衝突実験を行い, ストロボ式のシート状レーザー光と高速ビデオカメラ を使って粒子の軌跡を追跡し、放出物の速度測定を行 っている. この方法ではクレーター内の0.2 Rap-0.6 Rapからの放出物が測定されているが、0.6 Rap以遠か らの放出物のデータは測定されていない、これはスト ロボ式による方法では低速度放出物に対する時間分解 能が十分でないことによる([8]参照).一方,本手法 では0.6 Rap-0.8 Rapの領域からの放出物の測定に成功 している.本手法では放出物カーテン内の不安定構造 に着目しており、ある程度時間が経過した方が不安定 構造が顕著になることから、放出速度が遅い方が測定 しやすいからである。[8]と本研究の結果を比べると 全体的な傾向として概ね一つのトレンド(放出速度が 距離に対してべき乗則で減少するトレンド)を示す事 がわかる.この事から本手法ではクレーター内部のプ ロファイルの測定だけでなく,低速度領域の放出速度 分布も同時に測定することが可能であり、その結果は 従来行われた高速ビデオカメラによる測定法の結果と 調和的であることが分かった.

次に1/4空間法を用いた[5]の結果について図10に プロットした.[5]は砂標的の中に大きなトレーサー 粒子を埋め込み,1/4空間法を使って高速ビデオカメ ラから放出物の測定を行っている.ただしこの実験は 衝突実験ではなく爆破実験である事に注意が必要であ

る(1/4空間法の問題として弾丸を透明板のごく近傍 に打ち込むのが難しいということがあげられる. その 為過去の研究では爆破実験を使って衝突を模擬するケ ースが多く見られる。また1/4空間法を使った実験で は定性的な議論が多く、図10のように定量的比較が 可能なデータが限られる). 図10を見ると、[5]の結果 は今回の結果や[8]の結果と比べて若干速い速度分布 になっている(特にクレーター内側,約0.5 Rap内から の放出物). この違いの可能性の一つとして透明板の 影響が考えられる。[5]で測定されたクレーター直径は、 通常の衝突実験に対するスケーリング則から予測され るクレーター半径と比べて1から2割小さくなると報 告されている. つまり図10においてRapは過小評価さ れている可能性が高く、その為[8]や本実験結果より も全体的に右上にシフトした分布になっている可能性 が考えられる、しかし、そもそも爆破実験であること、 そしてトレーサー粒子の挙動が衝突クレーター形成の 粉流体の挙動をどこまで正確に反映しているかに疑問 があるため、この違いの原因については良くわからな い. このように1/4空間法のようにクレーター形成過 程に影響を及ぼす手法で得られた結果は、その後の解 釈が難しいため、スケーリング則問題の解決を目的と した定量的測定には適さない。やはり定量的な評価を 行うには本手法や[8]のような非接触による方法が重 要である.

4. まとめと今後の展開

本研究では、レーザー変位計を用いた新しいタイプ のその場観測手法の開発を行った.本手法の特徴は高 速ビデオカメラを用いない為,実験実施にあたって光 学系の調整などが不要である事,またレーザー変位計 を衝突点近傍にまで接近させることで,高空間かつ高 時間分解能での掘削流の挙動把握を精度よく捉えるこ とが可能である事が挙げられる.この測定法を使って 衝突速度数km/s以上の条件下で衝突実験を行い,掘 削過程のその場定量観測を行ったところ,掘削流領域 の直径は時間とともに冪乗則で増加するが,後半段階 では直径増加率が指数関数的に減衰する様子が観測さ れた.また本手法はクレーター内部のプロファイルの 測定だけでなく,低速度領域の放出速度分布を同時に 測定できる事がわかった. 今後は1~6 km/sの高速度衝突条件下で測定された D_{ap}のデータから,例えば[12]で提案されている掘削 流モデル式の衝突速度依存性を明らかにすることで, スケーリング則不定性問題の解明を行うつもりである. 例えば,図6で観測される掘削流の初期段階のべき乗 則の傾きや後半段階の増加率の減衰率に,どの程度衝 突速度依存性があるかについて明らかにしていくつも りである.

謝 辞

本実験はJAXA宇宙科学研究所のスペースプラズ マ(超高速衝突実験)共同利用で行った.

参考文献

- Holsapple, K. A., 1993, Annu. Rev. Earth Planet. Sci. 21, 333.
- [2] Holsapple, K. A. and Schmidt R. M., 1987, JGR 92, 6350.
- [3] 藤原顕, 1997,比較惑星学 12, 第2章.
- [4] Yamamoto, S. et al., 2006, Icarus 183, 215.
- [5] Piekutowski A. J., 1980, Proc. of LPSC 11, 2129.
- [6] Schmidt, R. M. and Piekutowski, A. J., 1983, LPSC 14, abstract, 668.
- [7] Schmidt, R. M. and Housen, K. R., 1987, Int. J. Impact Eng. 5, 543.
- [8] Cintala, M. J. et al., 1999, MAPS 34, 605.
- [9] Anderson, J. L. B. et al., 2003, JGR 108, E8, 5094.
- [10] Yamamoto, S. et al. 2006, in Proc. of ESLAB-40: First international conference on impact cratering in the Solar System, ESTEC, Nordwijk, The Netherlands.
- [11] Barnouin-Jha, O. S. et al., 2007, Icarus 188, 2, 506.
- [12] Yamamoto, S. et al., 2009, Icarus 203, 310.
- [13] 長谷川直, 2015, 遊星人 24(本号).
- [14] 青木 隆修, 2014, イトカワ礫層の内部摩擦角の推 定, 神戸大学大学院理学研究修士学位論文.
- [15] Melosh H. J., Impact cratering, Oxford Univ. Press, New York, 1989.
- [16] Kadono, T. et al., 2015, Icarus 250, 215.

^{特集「日本における衝突研究の軌跡」} はやぶさ2による小惑星レゴリス試料採取を模 擬した衝突実験

岡本 千里¹, 兵頭 拓真², 百武 徹³, 澤田 弘崇⁴, 國中 均⁴, 橘 省吾⁵

2015年6月10日受領, 査読を経て2015年7月6日受理.

(要旨)小惑星探査機「はやぶさ2」による小惑星サンプル採取量の推定は、小惑星到着後、はやぶさ2のサ ンプリング地点を決定する上で非常に重要となる。はやぶさ2のサンプリング機構は、様々な小惑星表面状 態に対応できるよう、小惑星表面に弾丸を衝突させ、舞い上がった粒子を採取する仕組みとなっている。そ のため、衝突クレーター形成時の放出粒子の挙動を知ることは、小惑星サンプル採取量や採取過程を明らか にすることにつながる。小惑星には様々な表面状態が存在すると想定されるが、はやぶさ2のサンプリング 候補地点として、粉体層からなるレゴリスが有力視されている。そこで本稿では、はやぶさ2のサンプリン グ機構を模擬し、小惑星レゴリスからのサンプル採取時の放出粒子の挙動や採取量を実験的に明らかにした。

1. はじめに

小惑星探査機「はやぶさ2」は、小惑星(162173)1999 IU₃(以下, 1999 IU₃)へ向けて2014年12月に種子島字 宙センターから深宇宙へと打ち上げられた。はやぶさ 2探査機は、2010年に地球帰還を果たした「はやぶさ」 の後継機である.「はやぶさ」はS型小惑星であるイト カワ表面から小惑星サンプルを採取、地球へのサンプ ルリターンを行ったが、そのサンプル分析から太陽系 や小惑星形成の歴史に重要な制約を与えることができ ている[e.g., 1-3]. 「はやぶさ」によるS型小惑星探査に 続き、「はやぶさ2」ではC型小惑星である1999 JU₃か らのサンプルリターンを目指している. 「はやぶさ2」 は2018年の小惑星到着後、表面からサンプル採取を 行い、2020年に地球に帰還することを予定している [4.5]. 始源天体であるC型小惑星には、有機物が多く 含まれるとされる一方、地球上で発見されるC型小惑 星由来の隕石からは、かつて含まれたであろう揮発性

4. 宇宙航空研究開発機構

成分である氷や有機物の存在量を定量的に決定するこ とは難しい. 宇宙空間での生命材料物質の探求や地球 での生命材料物質の進化を解明するためには,地球で の汚染・変成のないリターンサンプルを詳細分析する ことが求められている.

小惑星 1999 JU₃の表面状態は,探査機が到着し,直 接観測を行うまでは全くの未知である.そのような未 知表面からのサンプル採取を行うために,どのような 表面状態にも対応可能なサンプリング手法を開発する 必要があった.そこで,はやぶさ2では,はやぶさと 同様,様々な小惑星表面状態に対応できるよう,弾丸 を小惑星に向かって発射し,衝突により放出した小惑 星粒子を採取する方法(弾丸射出法)が採用された[6, 7].弾丸射出法によるサンプリングによって,ターゲ ットとなる表面状態が,硬い岩盤層から細かな小惑星 レゴリス層まで幅広く対応することが可能となる.

現時点で1999 JU₃の表面状態は未知であるが, そ の表面組成については地上観測や隕石分析の結果から 予測することが可能である. それによると, この小惑 星表面組成は, 炭素質コンドライト隕石組成を持つ天 体ではないかと予測されている[8]. 炭素質コンドラ イトの研究から, その母天体と考えられるC型小惑星 と, 普通コンドライト隕石の母天体であるS型小惑星

^{1.} 神戸大学大学院理学研究科

^{2.} 横浜国立大学大学院工学府

^{3.} 横浜国立大学大学院工学研究院

^{5.} 北海道大学大学院理学研究院

chisato.okamoto@topaz.kobe-u.ac.jp



図1: はやぶさ2探査機におけるサンプリング機構:(a)はやぶさ2の小惑星へのタッチダウンの想像図.(b)サンプリング機構模式図. 点線矢印は弾丸の軌道を示す.(c)打ち上げ前に撮影されたサンプラーホーンの写真.

では、構成物質の強度や組成が異なることが予想され る。先行研究では、1999 IU3からのサンプル採取時の 粒子挙動を調べるために、炭素質コンドライト隕石の 物性を模擬したC型小惑星模擬ターゲットへの衝突実 験が実施された[9]. C型小惑星模擬試料として、コン ドリュールとマトリックス部を持つガラスビーズ焼結 体が用いられたが、実験では模擬試料が大きく破砕さ れ、コンドリュールやマトリックス部の破片が玄武岩 やレンガなどと比較して大量に放出されることが分か った、このことより、C型小惑星は、S型小惑星より 脆弱で破壊されやすく、衝突によって大量の粉体層を 形成することが予想できる. また, NEARシューメ ーカー探査機によって明らかにされたS型小惑星エロ スや、はやぶさ初号機がサンプルを採取したS型小惑 星イトカワの画像から、その表面は~cmサイズかそ れ以下のレゴリス層で覆われていることが明らかにさ れた、このことから、イトカワの2倍程度の直径を持 つC型小惑星1999 JU3の表面にも、レゴリス層が存在 する可能性が高いと考えられる。加えて、はやぶさ2 がタッチダウンを行う候補地点は、スムーズな地形で あることが工学的に求められており、比較的細かな粒 子径からなるレゴリス層は、サンプリング地点の候補 地として有力視されている。小惑星表面からの試料採 取量・採取効率を調べることは、サンプリング地点に 制約を与える上で非常に重要となる. 小惑星レゴリス からの試料採取量や採取効率の推定を行うためには、 サンプリング時に放出される各粒子の挙動を明らかに する必要がある.

小惑星レゴリス層を模擬した粉体ターゲットへのク レーター形成実験や数値シミュレーションが、様々な 先行研究で実施されてきた[e.g., 10-12]. その中でも、 クレーター形成実験では主に、 クレーターから放出さ れる放出粒子の集合体であるイジェクタカーテンを観 測している.このイジェクタカーテンは、個々の粒子 の集まりであるため、個々の粒子運動を見ると、それ ぞれの放出速度や放出角度は異なることが分かる[12]. はやぶさ2のサンプル採取効率を調べるためには、 個々の粒子の運動に対して、詳細な解析が要求される。 一方、個々の破片運動を追った研究もなされているが [13], はやぶさ2で使用される弾丸は, 先行研究で実 施されてきたクレーター形成実験と比較して、高密度 の弾丸であり(弾丸詳細については2章参照),弾丸密 度による放出粒子の挙動の違いを調べる必要がある. また、はやぶさ初号機において、はやぶさサンプラー によるイトカワからのサンプル採取量を予想するため、 地上実験および微小重力実験が実施された[7]. そこ では、主にクレーターからのイジェクタ放出量に対す る採取量について調べられたが、個々の放出粒子の挙 動と採取量の関係を明らかにすることについては、今 後の課題となっていた、そこで本研究は、小惑星レゴ リスからのサンプル採取量・採取効率を推定するため に、 クレーター形成過程における個別粒子の挙動につ いて詳細に調べることとする.

2. サンプリング機構の役割と仕組み

近年、分析技術の大幅な進歩により、ごく微量の隕 石や小惑星試料中の微量元素分析や希ガス分析、鉱物 組成などの分析が可能になった.例えば、はやぶさが 採取した少量のイトカワサンプルにおいて、微量の小 惑星試料のハンドリング技術や分析手法が確立され. イトカワ母天体の形成史が明らかにされた[e.g., 1-3, 14]. 小惑星試料のハンドリング技術や分析手法は. はやぶさ2のリターンサンプルが届く2020年には、さ らなる向上が予想されるが、1999 IU3母天体の形成史 や有機物の由来を特定するなど、サンプル分析から十 分な科学的成果を上げるためには. mmサイズの粒子 を含む、少なくとも100 mg以上の岩石試料が必要と されている[5]. そこで、はやぶさ2のサンプリング機 構は、効率的に小惑星サンプルを採取できるように設 計された. 以下にサンプリング機構の仕組みをまとめ る.

サンプリング機構は、サンプラーホーン、プロジェ クタ、キャッチャから構成される日本独自のサンプル 採取装置である(図1)、サンプラーホーンは、探査機 の中で小惑星表面に直接接触する唯一の部位であり、 舞い上がったサンプルを探査機内へと誘導する働きを するため、サンプル採取量に直接的な影響を及ぼす重 要なパーツと言える、サンプラーホーンは、上部、中 部,下部ホーンから組み上がっている.上部,下部ホ ーンはアルミニウム製であり、舞い上がったサンプル の衝突にも十分耐える強度を持っている。中部ホーン はベクトランという防弾チョッキにも使われる布素材 とバネで構成された蛇腹状構造を持つ. 舞い上がった 粒子がホーンを破って機体に損傷を与えないように強 靭な布が選ばれており、接地時の衝撃吸収も担ってい る. さらに小惑星表面が斜面であっても、表面に沿っ てホーンの先端を押しつけることができるという利点 がある.また、蛇腹状構造にすることにより、ロケッ ト搭載時はホーンを折り畳むことができる。2014年 12月の打ち上げ後、はやぶさ2は予定していた通り、 折り畳まれたホーンの伸展に成功し,現在図1の状態 で飛行を続けている.

小惑星到着後,タッチダウン地点を選定したのち, はやぶさ2は小惑星へと着陸し,サンプルを採取する 予定である.サンプラーホーンの下端が小惑星表面に 接触すると同時に,センサーが反応しプロジェクタに 設置された金属製弾丸が発射される.小惑星サンプル はクレーターからイジェクタとして放出され,サンプ ラーホーンの内部壁面を反射しながら上昇する.放出 されたサンプルは,壁面との衝突,粒子間衝突を繰り 返しながら,最終的に探査機内部に設置されたサンプ ルキャッチャ(試料回収容器)に収まる仕組みである.

プロジェクタは基本的に、はやぶさ初号機と同等の 設計となっている。プロジェクタに設置されたパワー カートリッジ内の火薬発破による燃焼ガス圧により. パワーカートリッジの前に設置されたサボが銃身前方 に向かって射出される. サボには弾丸がねじで固定さ れており、銃身前方についたサボストッパーにてサボ と弾丸は分離され、弾丸のみが前方に飛翔する.この とき、サボは変形して銃口を塞ぐことで、プロジェク タ外に放出される火薬ガスを最小限に留める役割も持 っている.上部ホーンには、小さな弾丸通過口があり、 弾丸はこの通過口を通過して、下部ホーンの中心付近 に着弾するように設計されている. はやぶさ2で使用 される弾丸は、サンプルの化学分析に影響を及ぼさな いようタンタル製弾丸が用いられている。弾丸の質量 は5 g. 直径は8 mm(衝突面は球形)。 弾丸射出速度 は300±30 m/sである. この衝突条件は, 強度のある 岩石や金属でも破砕できるようにはやぶさ初号機で設 定されたものであり、様々な種類のターゲットに対応 できるよう, はやぶさ2のプロジェクタでも引き継が れた

サンプルが収納されるサンプルキャッチャは,探査 機内部にある円筒形の小型の容器であり,その内部は 3室に隔てられている.はやぶさ2では,サンプリン グのチャンスが3回あり,それぞれで異なる部屋にサ ンプルを収納できるように作られている.キャッチャ は上部ホーンの上端に設置されており,小惑星表面か ら~1.3 mの高さにある.小惑星表面からホーン内壁 を反射,上昇してきたサンプルは,キャッチャ入口に ある45度に傾いた反射板に当たることで,進路が横 向きになり,キャッチャ中に格納される.上部ホーン には,大きなサンプルが詰まる可能性を排除するため に10 mmの目のフィルターが設置されている.よっ て採取可能な最大粒子サイズは10 mmという制約が ある.



図2: レゴリス試料採取実験:(a)サンプリング装置が入った真空チャンバとチャンバ内部の装置模式図. 点線矢印は弾丸の軌道を示す. チャンバ内の圧力は~40Paに保たれている.(b)アクリル製のサンプラーホーン写真.弾丸,サンプラーホーンともFMサイズ の40%のサイズ.

3. 実験手法

小惑星レゴリスからのサンプル採取量・採取効率を 明らかにするために、本研究では、レゴリス試料採取 実験およびクレーター形成実験を実施した.ともに宇 宙航空研究開発機構(JAXA)相模原キャンパスに設置 された衝突実験施設で実施された.

3.1 レゴリス試料採取実験

小惑星レゴリスからの粒子回収量・効率を推定する ために、フライトモデル(FM)相当のサンプラーホー ンおよびプロジェクタを用いた小惑星レゴリス模擬試 料採取実験を実施した(図2a).実験では、小惑星レ ゴリス模擬試料としてガラスビーズを用いた. 上記の ように、はやぶさ2で採取可能な最大粒子サイズには、 10 mm以下の粒子径という制約がある。実際のレゴ リス粒子のサイズは、サイズ分布を持っていることが 予想されるが、ここでは、モデルケースとして直径 *ϕ*1 mmの均質なガラスビーズ試料を用いた. この粒 子サイズは、弾丸直径より小さく、かつ個別粒子の挙 動が十分識別可能なサイズである。また、mmサイズ の粒子がサンプリング可能かどうか明らかにするとい う目的がある. さらに、粒子径による採取量の違いを 比較するため、300 µm サイズのガラスビーズ試料で も同様の実験を行った.

小惑星上でのサンプリングは、微小重力下で実施さ れる.一方地上では、小惑星上での微小重力を模擬す

るために、落下塔や航空機実験などを用いて微小重力 実験が実施されてきたが[7]. 高コスト,実験設備の 制約のため、十分な実験数を系統的に実施することは 難しい. そこで本研究では、1 G下における試料採取 実験を系統的に実施し、微小重力でのサンプル採取量 については、過去実施された微小重力実験の結果を用 いて外挿することとする。本研究の1Gで得られた試 料採取量は、小惑星での試料採取に比べ、厳しい環境 条件での試料採取量となるため、微小重力下では試料 採取量は向上することが予想される。ガラスビーズは 直径φ250 mm, 深さ250 mmの試料容器(A)に充填 され、下部ホーン直下に設置された、この容器直径は 下部ホーン口径よりも大きくなっている. 下部ホーン 口径は、FMと同じ138 mmである。放出された粒子 の内、下部ホーン口径の内側の領域で放出されたもの が、採取対象となる、放出粒子は下部ホーン壁面と衝 突したのち、一部が上部ホーンへと到達する、上部ホ ーン入口の径は117 mmとなっている。使用した試料 のバルク密度は1 mm, 300 µmともに~1500 kg/m³ であり、空隙率は39±1%である。

弾丸はFM相当のタンタル製で先端形状が球形で直 径8 mm, 質量5 gのものを使用した.サボもFM相 当品を使用した.また,参考のため,実験では密度の 異なるステンレス製の弾丸(直径8 mm, 質量5 g)も 使用し,結果を比較した.弾丸・サボを装填するプロ ジェクタは,真空チャンバ内に冶具により固定された (図2a).エネルギーによる採取量の違いを調べるため, 弾丸速度は100~300 m/sまで変化させて実験を行っ

250



図3: クレーター形成実験:(a)実験装置模式図. 試料および火薬銃は真空チャンバ中に設置されている. チャンバ内の 圧力は~40Paに保たれている.(b)粒子放出の様子,左がスリットがない場合,右がスリット がある場合の粒子 放出の様子.左右とも衝突後2.5ms経過時のスナップショット.(c)ターゲットに形成されたクレーター写真.容 器直径は350mm.

形成したクレータ

た. 真空チャンバ内にサンプラーホーン(形状, 材質 はFM相当)も設置され, 弾丸が下部ホーン直下に置 かれたガラスビーズ試料の中心に着弾するようサンプ リングシステムが組み上げられた. 実験は真空下で行 い, 真空チャンバ内は40±10 Paに保たれた. また,

キャッチャも上部ホーン上端に設置された. キャッチ ャの入り口径は,FMと同じく20 mmとなっている. キャッチャの一部をアクリル窓にし,キャッチャ中に 飛び込んでくるガラスビーズ粒子のその場観測を実施 したのち,採取された粒子個数および収量の計測を実 施した.その場観測には,高速度カメラ(IDT NR4; 撮影速度3000 fp.s.)を用い,光源としてメタルハライ ドランプを用いた.キャッチャ内に侵入する粒子のそ の場観測から,着弾後,粒子がどのようなタイミング で採取されるのか明らかにすることが可能となる.キ ャッチャはFM同様,下部ホーンの下端から,1.3 m の高さに設置されている.

上記のレゴリス試料採取実験で使用しているサンプ ラーホーンは、ホーン材料をFM同等品(Al製)とした. そのため、ホーン内での衝突現象、粒子挙動が観察で きない.そこでアクリル製のサンプラーホーンを用い て、ホーン内での粒子挙動を観察した.実験では、 FMサイズを40%にスケールダウンしたものを使用 し(図2b),高速度カメラ(IDT NR4, NAC GX-8F)を 用いて,ホーンに衝突後の粒子運動や壁面の影響を観 察した.

3.2 クレーター形成実験

はやぶさ2のサンプリングシステムを用いたサンプ ル採取量や採取効率を明らかにするためには、着弾に より形成されるクレーターから放出される粒子の詳細 な挙動を知ることが必要である、そこで、個々の放出 粒子の挙動を詳細に調べるため、クレーター形成実験 を行った(図3a). はやぶさ2の弾丸はタンタルである が、弾丸密度のクレーター形成過程への影響を調べる ため、実験では直径8 mmのタンタル、ステンレス、 アルミニウム弾丸を用いた。衝突速度はいずれも220 ±30 m/sで実施した. 試料は、レゴリス試料採取実 験と同じゆ1 mmガラスビーズ(バルク密度,空隙率 とも同じ)を用い, 直径 \$ 350 mm, 深さ 250 mm の試 料容器(B)に充填された. 試料容器(B)の直径はレゴ リス試料採取実験で使用した試料容器(A)より大きく なっているが、これはクレーター形成過程を下部ホー ン直径以上観察するためである.



図4: 放出粒子の挙動: (a)速度の無次元パラメーター vs.クレーター半径で規格化された衝突点からの距離(b)放出角度vs.クレーター 半径で規格化された衝突点からの距離.実験誤差を調べるため,実験は同条件で複数回実施された.Ta, SUS弾丸を用いた実験 を各3回ずつ実施している.また,Cintala-1および2は,[10]より引用したデータ.

クレーター形成過程における粒子放出のその場観測 を行うため、高速度カメラを用いて、粒子運動を観察 した(IDT NR4;撮影速度:6000 fps). 背面から光源 で照らすシャドウグラフ法を用い、個々の粒子の運動 を明らかにした. 放出するイジェクタはイジェクタコ ーンと呼ばれ、 クラウンリングのような形状をしてい る. そのため、2次元での撮像では手前方向、奥方向 に粒子が放出し、クレータリング時の粒子放出の振る 舞いが分かりにくい、これを解決するため、ターゲッ ト容器表面に5 mmのスリットを空けたアルミ板を設 置した. スリットが直接粒子放出に影響を及ぼさない ようにするため、ターゲットから10mm上部に離し て設置した.スリット板をつけることで、手前方向、 奥方向に粒子の放出が抑えられ、イジェクタコーン断 面のみのデータを得ることができる. つまり. スリッ トを付けることにより、イジェクタコーンの内側の粒 子1つ1つまで挙動を観察することが可能となる.

図3bはクレーター形成実験のその場観測のスナッ プショットである.図3b左は、スリットがない場合 であり、スリットなしのため手前、奥方向に粒子が放 出しており、イジェクタコーンの内側の粒子まで解析 できない.しかし図3b右において、スリット板をつ けることによりイジェクタコーン断面が観察でき、 個々の粒子を解析しやすくなっていることが分かる. スリット幅は、ガラスビーズ粒子直径の5倍である5

mmとし、スリットは撮像方向に平行になるように設 置された.ここで、イジェクタコーンを側面側(撮像 方向から90°の方向)から見た場合、イジェクタコーン の広がりは最大で約30度の幅を持っている. この角 度の広がりが,解析時の手前,奥方向への速度誤差と なる.得られた2次元画像解析より,粒子の放出挙動を, 衝突点からの距離に応じてターゲット粒子を時間ごと に一点ずつ追いプロットし,座標データを計測した. そこから,個々の粒子の放出角度,放出速度,弾丸衝 突点からの放出位置の3つのパラメータを求めた.粒 子の放出角度とは、ターゲット表面から測った,表面 と放出粒子軌道のなす角を示す.図3cに実験後,1 mmガラスビーズターゲットに形成されたクレーター の一例を示す.

4. 結果および議論

4.1 クレータリングによる粒子挙動

はやぶさ2による小惑星サンプル採取の推定には, タンタル弾丸による小惑星レゴリスへのクレーター形 成時の粒子の振る舞いを明らかにする必要がある.そ こで,各粒子の放出位置に対する放出速度および放出 角度について調べた.図4aは,無次元化した放出速 度と放出位置の関係を示している.この関係式は以下 のように書き表せる.

$$\frac{v}{\sqrt{gR}} = k \left(\frac{x}{R}\right)^{-e_{\rm x}} \tag{1}$$

vは破片速度,gは重力加速度,Rは最終クレーター 半径,xは放出位置を示す.また,kとexは定数であ る[15].本研究では、スリット法を用いて得られたイ ジェクタ断面での粒子挙動を調べた.クレーター形成 時,スリット板により覆われた部分の粒子はターゲッ ト表面から放出した後,表面から10 mm上部に設置 された板で抑えられるため,結果的にクレーター外に 放出されない.そのため,スリット法を用いた場合の クレーターの大きさは,スリットがない場合と比較し て見かけ上小さくなる.そこで,(1)式で用いる最終 クレータサイズRには,同衝突条件で行ったスリット を用いないクレーター形成実験で得られた最終クレー タサイズの結果を用いた.

ここで、タンタルの密度は、ターゲットのバルク密 度と比較して、16.7 g/cm³と非常に高密度である.こ れは、ステンレス密度のほぼ2倍であり、そのような 高密度弾丸について、現在まで放出粒子に対する弾丸 密度の影響はほとんど明らかになっていない. 先行研 究では、弾丸密度と放出粒子の関係を明らかにしたも のがある[13], Hermalvn and Schultz(2011)は、ポリ プロピレン(密度0.9 g/cm³)からステンレス(密度7.8 g/cm³)まで密度の異なる弾丸を用いたクレーター形 成実験を実施したが、高密度の弾丸ほど、衝突点近く からイジェクタが放出する傾向にあり、さらに同じ放 出位置でも、高密度の弾丸ほど放出速度が低い傾向に あった、本研究でも、弾丸密度の影響を明らかにする ため、はやぶさ2で使用する弾丸であるタンタルに加 えて、ステンレス、アルミニウム弾丸を用いてクレー ター形成実験を行った.3種類の弾丸すべてで、粒子 の放出速度は、放出位置に依存し、衝突点から離れる につれて減少する傾向にあった(図4a). 弾丸の密度 で比較した場合, Hermalvn and Schultz(2011)の結果 と同様に、低密度のアルミニウム弾丸に比べ、高密度 弾丸の方が、粒子放出位置の始まりが衝突点に近いが、 タンタルとステンレス弾丸では、放出位置に大きな違 いは見られなかった.また、放出速度に関して、x/R が0.1以下の比較的衝突点に近い位置では、アルミニ ウム弾丸とタンタル、ステンレス弾丸では違いが見ら れ、アルミニウム弾丸の方が、規格化速度が高くなる. タンタルとステンレス弾丸では. x/Rが0.05-0.2付近 でわずかにステンレス弾丸の方が速いが、明確な違い は認められなかった、衝突点から離れ、クレーター形 成のメインステージに移行するにつれ、弾丸密度によ る違いが見られなくなり、破片速度分布が収束する結 果となった、ここで、本研究で得られたアルミニウム

弾丸のkとe_xの値(k=0.57, e_x=1.58)は、Cintala et al.(1999)のアルミニウム弾丸を用いた結果と比較的良 く一致している[10]. 一方、タンタル弾丸およびステ ンレス弾丸では、kとe_xの値が~0.6, ~1.2となるこ とが分かった.以上より、弾丸密度による粒子挙動へ の影響は無視できないことが分かる.粒子の破片速度 の値(図4a)から、地上から~1 m上部に位置するキャ ッチャまで届くことが可能な粒子は、地球重力下では、 クレーター直径の1/5程度(x/R=~0.2)以内となる. これは、ホーン口径にするとそのホーン口径の半分以 下の位置の粒子しか採取できないことになる.一方、 微小重力下の場合、ホーン壁面の位置までの粒子が採 取可能となる.よって、微小重力での採取量は、地球 重力下よりも多くなることが予想される.

次に放出角度と放出位置の関係を示す(図4b). タ ンタル、ステンレス、アルミニウム弾丸では、それぞ れ放出位置が衝突点から遠ざかるにつれ、放出角度が 減少することが分かった.この傾向は先行研究でも見 られる[10, 12]. また、衝突点付近で放出角度が増加し、 x/Rが0.05-0.07付近で最大の放出角度になり、その後 角度が減少するという実験結果も報告されている[13]. これは、弾丸がターゲット中に潜り込むことにより、 圧力の発生点が移動していることと関係があるかもし れないが、詳細についてはさらに議論する必要がある. 本研究のタンタルやステンレス弾丸でも, x/Rが0.1 を下回るような衝突点に近い場所では、放出角度がほ ぼ一定もしくはわずかに増加傾向にあることが分かっ た. 放出距離が衝突点から離れるほど, 角度も45°へ と収束し、弾丸密度の影響が少なくなっていく結果と なった. 弾丸密度の影響に関して、高密度の弾丸では、 衝突点近傍では、放出角度は45°より~20°大きいこと が分かった.

破片速度の結果と比較して,破片角度ではデータの ばらつきが大きいように見えるが,粒子の放出角度は, 粒子間相互作用の影響が出やすく,粒子間衝突によっ て,放出粒子角度が変化する可能性も考えられる.ま た,本研究では、イジェクタカーテンの内側の放出粒 子も解析しており、イジェクタカーテン断面の外側か ら内側までの粒子を合わせて図4b中に図示している. つまり、イジェクタカーテンは厚みを持つため、同じ 放出位置から放出された粒子でも、イジェクタカーテ ン外側~内側に存在する粒子を含むことになる.同じ





図5: 粒子採取量 vs. 衝突エネルギー: (a)1mmガラスビーズの場合. 点線ははやぶさ2での衝突エネルギーを示す. (b)300μmガラスビーズの場合.

(b)

放出位置でも放出角度の違いが生じるのは、ターゲッ ト中の初期位置を反映している可能性がある.

ここで、ターゲット表面から放出された粒子のすべ てが採取対象とはならないことに留意したい.なぜな ら下部ホーンの内径より外側のイジェクタ粒子は採取 できないからである.小惑星表面がレゴリス層だった 場合、形成クレーターサイズが下部ホーンサイズを上 回ることが予想される.形成クレーターサイズが1G で形成されるクレーターサイズ程度の場合、図4bでは、 x/Rが0.4付近が下部ホーン内径となる.一方、微小 重力の場合、クレーターサイズがさらに大きくなる可 能性があるため、サンプル採取を考える上で、クレー タ形成の初期段階における衝突点近傍の粒子挙動が重 要となってくる.

4.2 サンプル採取量

はやぶさ2でのサンプル採取量を事前に予測するこ とは、サンプリング地点の制約を与える上で非常に重 要となる.小惑星表面状態は様々なケースが想定され るが,採取量を見積もるための出発点として、本研究 では、サブmm~mmサイズのレゴリス粒子を想定し たガラスビーズを用い、サンプル採取量を調べた.加 えた衝突エネルギーとそのときのサンプル採取量の関 係を図5に示す.図5(a)は、φ1 mmガラスビーズの 採取量、図5(b)はφ300 μmガラスビーズの採取量を 示す.それぞれタンタル弾丸(Ta)とステンレス弾丸 (SUS)による採取量が図示されている.φ1 mmガラ スビーズでは、衝突エネルギーが大きくなるにつれ、 採取サンプル量が増加することが分かる(図5(a)). ϕ 300 μ m ガラスビーズの採取実験は、衝突エネルギ ーが100 J付近でしか実施していないが(図5(b))、衝 突エネルギーを大きくすると、 ϕ 1 mm ガラスビーズ と同様に採取量が増加すると考えられる. ϕ 300 μ m ガラスビーズでは、衝突エネルギーが100 J付近にお いて、ステンレス弾丸による採取量のばらつきが大き いが、これは、 ϕ 1 mm ガラスビーズでも見られる. ϕ 1 mm ガラスビーズでは、同一弾丸による同程度の 衝突エネルギーでも採取量で2~3倍程度異なる場合 がある.この誤差は、定性的には粒子間衝突や壁面衝 突の確率によって生じるものと考えられる. ϕ 後さら に詳細な解析が必要である.

実験では弾丸質量はすべて同じであるため、衝突エ ネルギーは衝突速度の速さを反映している.実験範囲 は100 m/sから300 m/sである.本研究で、はやぶさ 2の衝突速度(300 m/s)よりも低速度領域においても 実験を行った理由として、容器サイズの影響を調べる ためであった.実験では、真空チャンバの大きさが制 約となり、使用できる容器サイズに限界がある.その ため、はやぶさ2の衝突速度300 m/sで実験を実施し たとき、クレーターサイズが容器サイズに匹敵するた め、形成クレーターが、容器壁面や底と干渉し、正確 な採取量が得られない可能性があった.そこで、実際 に300 m/sで得られたサンプル採取量と、クレーター 径が小さくなる低速度実験結果の外挿から得られたサ ンプル採取量を比較することで、容器サイズの影響を 調べることとする.図5aにおいて、衝突エネルギー

(a)

が150 Jまでの採取量をはやぶさ2の衝突エネルギー である225 Jまで外挿したとき,予想される採取量は 103 mgであった.図5aより,実際得られた225 J付 近でのサンプル採取量は、~170 mgである.よって, 高速度領域での採取量は実際より多い可能性がある.

一方,低速度領域での容器サイズの影響を調べるため に、300 µm ガラスビーズでは、直径 φ250 mm,深さ 250 mm の試料容器(A)に加え、直径は同じで、深さ を試料容器(A)の3/5にした試料容器(C)の2種類の容 器サイズを用いて採取量を調べた(図5b).図中の larger container, smaller container は、それぞれ試 料容器(A)と(C)を示す.試料容器(A)は、1 mm ガラ スビーズ採取実験で使用した容器と同じものである. 容器の直径を同じにしたのは、容器を下部ホーン口径 よりも大きくするためである.得られた実験の結果、 容器サイズに関わらず、採取量に差違は認められなか った.よって、低エネルギーにおける採取量に対する 容器サイズの影響はほとんどないものと考えられる.

ここで、ターゲット粒径による回収量の違いを見る と、300ミクロンガラスビーズの採取量の方が、1 mmガラスビーズよりも3~4倍少ない結果となった. これは、1 mmガラスビーズの方が採取個数は少ない が、粒子1個当たりの質量が300ミクロンガラスビー ズと比較して~37倍大きいため、相対的に採取量は 多くなるためである.よって、mmサイズの粒子を採 取することは、回収率を上げるためにも重要であると 言える.また、ガラスビーズの採取量において、ステ ンレス弾丸の方が、タンタル弾丸と比較して採取量が 多い結果となった.タンタル弾丸,ステンレス弾丸の 採取量の違いを生むのは,何による違いであろうか. 両者での粒子放出速度,角度には明確な差は見られて いない(図4).また,形成されるクレーターサイズも ほぼ同じサイズであった.本結果について,今後解釈 が求められる.

ここで、採取量は下部ホーン径によって制約を受け るが、深さ方向はどうであろうか、採取される粒子の 深さ方向の初期位置を実験的に調べるため、本研究で は、表層のガラスビーズに色をつけ、その色つき粒子 がどのような収率で採取されるのかを調べた. 色つき ガラスビーズとして、無色のものと区別しやすいよう に、個々の粒子を黒色で着色し、表面に均等に散布し た(図6a). 粒径は無色のものと同じく直径 d1 mmと する. 黒色粒子層の厚みを見積もったところ、およそ 1.5 mmであった、よって、ほぼ表層一層が黒色粒子 層ということになる。図6bに採取実験により得られ た黒色粒子と全回収粒子数の比と衝突エネルギーの関 係を示す。使用した弾丸はタンタルとステンレスであ る. 同程度の衝突エネルギーの場合、弾丸種類による 採取比に大きな違いは見られない。一方、全体に含ま れる黒粒子数の割合は、衝突エネルギーへの依存性が 見られることが分かった。タンタル弾丸およびステン レス弾丸両者において、弾丸の衝突エネルギーが増加 するにつれ、全体の回収量に対する黒粒子数の比が下 がることが分かった.この結果は、エネルギーの増加 とともに深い位置の粒子回収量が増加することを意味 する、これらの結果より、はやぶさ2での衝突エネル





図6: 色つきガラスビーズの採取実験: (a)実験模式図 (b)採取量に対する色つきガラスビーズの割合 vs. 衝突エネルギー.

ギーでは,採取粒子中のおよそ50%が表層粒子の可 能性があることが分かった.採取されるサンプルの深 さ方向の初期位置は,小惑星上での宇宙風化の影響を 評価する上でも重要となり,採取サンプルと初期深さ の関係を詳細に議論していくことが求められる.

以上より、地球重力下であっても、1 mm径のサン プル採取量が100 mgを超える結果が得られた。微小 重力では、これを超える採取量が期待される、なぜな ら、地球重力下では、低速度の放出粒子は~1 m上部 にあるキャッチャまで到達できないため、衝突点から の規格化距離x/Rが~0.2以遠の粒子は回収できない ことになる(図4a). さらに、サンプラーホーンの設 計上,~45°で放出される粒子が採取されやすいが, x/Rが~0.2以内の高速度の粒子は、45°を超える放出 角度を持つため、x/Rが~0.2以内の高速度の粒子でも、 採取されにくい傾向にある。一方、微小重力下では、 低速度の放出粒子もキャッチャまで到達でき、下部ホ ーンの端であるx/Rが~0.4までの粒子が採取対象と なる. そのため、サンプル採取量が地球重力下を上回 る可能性が高いと言える. ここで, Yano et al.(2006)で得られた微小重力実験結果[7]から、地球 重力と微小重力下でのサンプル採取量の比が実験的に 分かっている、その比はおよそ数倍~10倍程度であり、 微小重力下で~1g以上採取できる可能性が示唆され, 本研究結果と整合性が見られることが分かった.

5. まとめと今後の展望

小惑星探査機「はやぶさ2」が、小惑星1999 JU₃から サンプル採取を実施するにあたり、2018年の小惑星 到着までに、想定される様々な小惑星表面からのサン プル採取過程・採取量を明らかにすることが必要であ る.本稿は、mmサイズの粒子径を持つ小惑星レゴリ スを仮定し、そのサンプル挙動や採取量を推定するた め、はやぶさ2のサンプリング環境を実験的に模擬し、 クレーター形成時の粒子挙動について調べた、実験結 果から球形粒子の場合、採取量は100 mgを超えるこ とが期待される.また、実験で得られた粒子速度から、 地球重力下で採取できない低速度の粒子についても、 小惑星微小重力では採取できることが予想される.さ らに、低速度の粒子には、サンプラーで採取量が多く 見込める45°の放出角度を持つ粒子が多くあるため、 採取量がより多く見込めるということが明らかとなっ た.本稿でのサンプル採取条件は,地球重力下で実施 したものであり,採取条件として非常に厳しい条件下 でのサンプル採取量を明らかにすることができた.こ のことより,はやぶさ2によるサンプル採取量の下限 値を与えることができたと言える.しかし,注意すべ き点として,実際の小惑星レゴリス粒子は,ガラスビ ーズ粒子よりも空隙率が高く,いびつなことなどから, 粒子間の摩擦力が高いと予想される.今後,実際のレ ゴリス粒子に近いターゲットを用い,採取量に制約を 与えることが求められる.

さらに、多様なサイズ分布や空隙率など、想定され る様々な小惑星表面での採取量を系統的に見積もるこ とは、課題の1つである、このとき、サンプル採取量 を定量的に見積もるためには、微小重力環境を模擬す る必要がある、しかし微小重力環境を模擬したサンプ ル採取実験を、様々な小惑星表面を想定して系統的に 実施することは、コストおよび施設の点で難しい、そ こで、サンプル採取量を数値シミュレーションにより 明らかにすることが有効な手立てとなる. 我々は今後. 実験的に明らかになった個々の粒子運動を初期値とし、 微小重力環境下での個々の粒子運動を解析し、サンプ ル採取量を見積もる予定である。また、本稿では詳細 に記載しなかったが、ホーン内での粒子の運動につい て実験的に可視化しており、ホーン内での挙動と今後 実施する数値シミュレーションでの粒子挙動を比較し, 精度の良い数値モデルを作ることを目指している.

さらに、小惑星上でのサンプル採取量の推定をより 詳細に行うために、小惑星表面の傾きやホーンの変形 に対する粒子の振る舞いを考慮していく必要がある. 小惑星への接地時間は、タッチダウン検出からおよそ 1秒であり、本稿で示したm/s以上の粒子の多くは、 探査機が上昇するまでにキャッチャまで到達すると考 えられる。タッチダウン後のホーンの変形の影響につ いて、放出粒子のうち、高速の粒子については、ホー ン変形の少ない初期段階で、上部ホーンまで到達する ことが見込まれる。一方、~1 m/s程度の粒子につい てはホーン変形の影響を考慮する必要がある。また、 斜面が大きく傾いている場合、粒子とホーン壁面間の 衝突角度は、斜面が水平の場合とは異なるため、サン プル採取量が小惑星斜面角度とどのような相関を持つ のかを明らかにする必要がある。以上より本研究では、 小惑星環境を系統的に変化させ,はやぶさ2による 様々な環境下でのサンプル採取量を推定していくこと を予定している.

謝 辞

本研究を進める上で,宇宙航空研究開発機構の矢野 創博士,長谷川直博士には大変有益なアドバイスをい ただきました.また,査読者の藤原顕博士には的確な コメントやご指摘をいただき,御礼を申し上げます. なお,本稿の実験は,宇宙航空研究開発機構スペース プラズマ共同利用に基づき実施させていただきました. ここに深く感謝いたします.

参考文献

- [1] Ebihara, M. et al., 2011, Science 333, 1119.
- [2] Tsuchiyama, A. et al., 2011, Science 333, 1125.
- [3] Nagao, K. et al., 2011, Science 333, 1128.
- [4] Tsuda, Y. et al., 2013, Acta Astronautica 91, 356.
- [5] Tachibana, S. et al., 2014, Geochemical Journal 48, 571.
- [6] Yano, H. et al., 2003, Proc. Asteroids, Comets, Meteors 2002 ESA-SP500, 103.
- [7] Yano, H. et al., 2006, Science 312, 1350.
- [8] Binzel, R. P. et al., 2001, Icarus 151, 139.
- [9] Okamoto, C. et al., 2013, Proc. Lunar Planet. Sci. Conf. 44th, #2981.
- [10] Cintala, M. J., et al., 1999, Meteoritics & Planetary Science 34, 605.
- [11] Yamamoto, S. et al., 2009, Icarus 203, 310.
- [12] Wada, K. et al., 2006, Icarus 180, 528.
- [13] Hermalyn, B. and Schultz, P. H., 2011, Icarus 216, 269.
- [14] Yada, T. et al., 2014, Meteoritics & Planetary Science 49, 135.
- [15] Housen, K. R. et al., 1983, Journal of Geophysical Resarch 88, 2485.

^{特集「日本における衝突研究の軌跡」} 太陽電池パネルの微小粒子衝突による電気的 影響

川北 史朗¹

2015年5月11日受領, 査読を経て2015年7月16日受理.

(要旨) スペースデブリの増加により、人工衛星への衝突確率が増すことでその影響が益々懸念されている. 地球周回を離れても、惑星間空間にはマイクロメテオロイドが存在する為、探査機は微小粒子衝突に晒され ている.特に、太陽電池パネルは、宇宙機構成機器の中でも面積が広いことや、宇宙空間に曝露されている ために存在確率が高い0.1 mm以上の微小粒子によっても損傷を受けることなどから、微小粒子衝突の影響 を把握することが宇宙機の設計には重要である.

本論文では、太陽電池を実際の発電を模擬した状態にて衝突試験を実施し、それによる地絡故障の発生の 有無を中心に電気的評価を行った。その結果、衝突によって太陽電池の電気出力は多少低下するが、その影響は宇宙機システムに及ぼすほどではないことを明らかにした。

1. はじめに

近年,耐用年数の経過した人工衛星や爆発により発 生した破片などの多数のゴミを起源としたスペースデ ブリの急激な増加に伴い,人工衛星への衝突確率が増 している.特に,太陽電池パネルは,その大きさから, 人工衛星の中でも衝突確率が最も高い機器であり,衝 突による影響を評価することが宇宙機の設計において 重要である.また,地球周りの人工的なスペースデブ リのみならず,惑星間空間や彗星の周りにも天然起源 の塵であるマイクロメテオロイドが存在する.即ち, 人工衛星・探査機に問わず,宇宙機の設計において, 太陽電池パネルへの微小粒子衝突評価は重要なことで ある.

今までに、人工衛星・探査機の太陽電池パネルへの 微小粒子衝突が原因と推察される事象がいくつか報告 されている。2003年10月25日に、環境観測技術衛星 みどりIIの太陽電池パネルの発生電力が3分間で6 kWから1 kWまで低下する異常運用が発生した[1]. その後の原因究明検討により、これは太陽電池の発生 電力を衛星本体に供給する電力ハーネスの帯電・放電 現象による損傷が原因であることが明らかとなった. これ以前の2003年3月20日から7月22日の期間に, 太陽電池7回路に計10回の1アレイ相当の発生電力の 低下および回復現象が観測されており,これは太陽電 池パネルへの微小粒子の衝突が有力な候補と推定され た[2].また,1984年に1 P/Halleyおよび金星探査を 目的に打ち上げられたVEGA-1,2(旧ソ連)にて,1 P/ Halley近傍時の微小粒子の入射数の増加に伴い太陽電 池パネルの発生電力の低下が観測されている.この原 因を調べるために,太陽電池パネルに直径0.1~10 μmの微小粒子を10~15 km/sの高速で10⁵から10⁶個 衝突させたところ,電気性能の劣化が観測された[3]. これは,衝突による物理的な損傷によって太陽電池の 並列抵抗が減少したためと報告されている.

1990年に打ち上げられた米国のHST (Hubble Space Telescope)において,発生電力の向上および小型化のために,打ち上げ1320日後に太陽電池パネルの交換が行われた.この時,回収した太陽電池パネルの外観検査を行ったところ,2000個以上の微小粒子による衝突痕が観測され,大きな衝突痕が観測されたが,

^{1.} 宇宙航空研究開発機構 研究開発部門 第一研究ユニット kawakita. shirou@jaxa. jp



図1: 太陽電池アレイの微小粒子衝突による電気的損傷モード.

太陽電池とパネル基板との地絡故障などのシステムに 影響を及ぼすような発生電力の低下は見られなかった.

最近では、国際宇宙ステーションによる太陽電池の 軌道上実験であるFTSCE(The Forward Technology Solar Cell Experiment)にて約400日間の実験後に地 上に持ち帰ったところ、いくつかの太陽電池に微小粒 子衝突による衝突痕が観測された[5]. しかし、この ときも太陽電池の電気性能の低下はほとんど観測され なかった.

図1に,一般的な太陽電池パネルの構造と,デブリ やメテオロイドなどの軌道上での微小粒子衝突による 太陽電池アレイの考えられる電気的故障モードを示す.

太陽電池は、宇宙環境の放射線による損傷を防護す ることを目的に、宇宙環境側に接着剤にて100 µm厚 のカバーガラスが貼り付けられている.この太陽電池 は、アルミニウムハニカムと炭素繊維強化プラシチッ ク(CFRP)シートにて構成された太陽電池パネルに絶 縁フィルムを介して接着剤で貼り付けられ、太陽電池 パネルと電気的に絶縁されている.これらの太陽電池 は、宇宙機システムが要求する発電量となるよう、電 気的に直列および並列に接続される.特に太陽電池ア レイの1回路を構成する太陽電池の直列数は、使用す る太陽電池の種類や、宇宙機システムが要求する電圧 によって200以上になる場合がある.特に、地絡故障は、 衝突された太陽電池を含む直列接続されたすべての太 陽電池の電気出力が取り出せなくなるため、宇宙機シ ステムに大きな影響を与えることとなる.

微小粒子衝突による太陽電池アレイの電気的影響と して、衝突された太陽電池のみが影響を受ける短絡故 障(図1①)と、衝突された太陽電池が太陽電池パネル 構体と電気的に接続する地絡故障(図1②)がある。

この微小粒子衝突による損傷のメカニズムとして以



図2: 太陽電池クーポンパネル.

下の4つが考えられる.

1)物理的接触による太陽電池の短絡および太陽電池 とパネルとの地絡故障.

2)微小粒子衝突時に発生したプラズマを介しての放 電による太陽電池の短絡および太陽電池とパネルとの 地絡故障.

3)微小粒子衝突時に発生した放電をトリガーとした、 低軌道環境の雰囲気プラズマ中での太陽電池とパネル 間での放電による地絡故障。

4)微小粒子による衝突痕を起点とした,軌道上での 電子線による帯電・放電による太陽電池とパネル間で の地絡故障。

実際の宇宙環境では、太陽電池は発電状態となるため、上記の2)の評価を目的とし、外部電源を用いた 衝突試験を実施した.なお、この時、衝突時は外部電 源の有無によらず衝突による損傷によってメカニズム 1)の物理的接触も発生しており、1)と2)を同時に評 価することになる.ここでは、宇宙機システムに大き な影響を及ぼす地絡故障の発生の有無を中心とした評 価結果について報告する.

2. 微小粒子衝突試験

ここで用いた太陽電池クーポンパネルは図1と同じ 構造であり、人工衛星の太陽電池パネルを模擬した 100 µm厚のカバーガラスを貼り付けた宇宙用シリコ



図3: 微小粒子衝突試験 電気回路構成.

ン太陽電池を15枚搭載したパネルである.太陽電池 クーポンパネルの外観写真を図2に示す.

これらの太陽電池は5枚が直列に接続し3並列にて 構成されている.衝突試験時は、図3に示すような各 太陽電池アレイに外部より電源を接続することで、軌 道上での発電状態を模擬した.電源の電圧は人工衛星 のバス電圧として60 Vもしくは110 Vとし、電流は 一般的な1アレイ相当の1.5Aとした.また、衝突時に 発生するプラズマを介した放電現象を評価するため、 各太陽電池アレイの電圧および電流の時間変化をプロ ーブおよびオシロスコープにて取得した.

衝突試験は、宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究 所にて所有する二段式軽ガス銃を用いて行った、衝突 方向は太陽電池クーポンパネルに対して垂直にし、微 小粒子は太陽電池面側より入射した.また、衝突試験 時のチャンバーの真空度は10 Pa程度であった.この 真空度は実際の宇宙環境と比べて低圧環境であるが、 微小粒子衝突時は、衝突によって発生したプラズマ密 度は宇宙環境におけるそれよりも高いことを計測にて 確認しており、本試験の目的においては十分と考える. ただし、高真空環境にて同様の試験を行い、この後に 述べる衝突試験における太陽電池パネルの電気的影響 に差異がないことを確認した方が良いと思われる.

微小粒子は、粒子の種類と故障モードとの相関の有 無を調べるために、誘電体としてソーダ石灰ガラスと 酸化アルミニウム、導電体としてアルミニウムとした. また、その直径は、軌道上にて太陽電池パネルに十分 な確率にて衝突し、かつ影響を及ぼすと考えられる 100 µm~500 µmとした[6]. 衝突試験時の微小粒子の 速度は約4 km/sであった.

3. 結果と考察

100 µm~125 µm径のソーダ石灰ガラスをプロジェ クタイルとした衝突試験を行った. 試験後の太陽電池 クーポンの外観写真を図4に示す. この時, 多数の衝 突痕がひとつの太陽電池に集中的に形成された. 衝突 試験時の電気信号の計測結果より, 2 msec程度の電 源が関与した2次アーク放電が観測されたが, 太陽電 池アレイの地絡故障には至らなかった.

次に、上記の衝突試験を行ったクーポンパネルに、 150 μm~175 μm径のソーダ石灰ガラスをプロジェク タイルとした衝突試験を行った.このとき、衝突箇所 は、先の試験にて衝突したところと異なるところにな



図4: 100 µm ~125 µm径のソーダ石灰ガラスの衝突痕.



図5: 150 µm~175 µm径のソーダ石灰ガラスによる衝突痕.



図6: 400 µm~600 µm径のアルミナによる衝突痕(中央部分).

るよう,太陽電池クーポンパネルをセットした. 試験 後の外観観察を行った結果,数個の衝突痕が観測され た.衝突痕の光学顕微鏡写真を図5に示す.これより, 最表面のカバーガラスが衝突痕を中心とした波紋が形 成されているのが分かる.これは,衝突時に表面温度 の急激な温度上昇による融解および降下による凝固の ためと考えられる.また,衝突時の電気計測において, 2次アーク放電は観測されず,地絡故障は確認されな かった.

次に、上記の2回の衝突試験を行ったクーポンパネ ルに、400 µmから600 µm径の酸化アルミニウムをプ ロジェクタイルとした衝突試験を行った.試験後の外 観写真を図6に示す.この結果、2個の衝突痕が形成 され、いずれもパネルを貫通していた.衝突時の電気 計測において、2次アークは観測されず、地絡故障は 確認されなかった.

これらの衝突試験前後の太陽電池アレイおよび各太 陽電池の電気性能を測定した結果,100 µm~125 µm 径のソーダ石灰ガラスの衝突試験にて多量の衝突痕が 発生した太陽電池に,並列抵抗の低下によるある程度 の電気性能の低下が見られた.この挙動は,VEGA-1, 2の再現試験と同じであった.また,同試験における 他の太陽電池や,他の衝突試験による太陽電池に顕著 な電気性能の低下は観測されなかった.この電気性能 の劣化は,1)衝突痕による太陽光の透過率の減少によ る発生電流の低下,2)衝突痕によって太陽電池が損傷 し部分的にショート状態となったことによる発生電力 の低下,が原因と考えられる.また,100 µm~125 µmのソーダ石灰ガラスの衝突試験の電気性能劣化は 多量の微小粒子が衝突したためであり,人工衛星軌道 にて予測されるようなスペースデブリ・マイクロメテ オロイドの粒子数においては殆ど影響しないと考えら れる.

上記の衝突痕の光学顕微鏡による観察を行い,各衝 突痕の深さを調べた.この結果,100 µmの衝突痕は カバーガラス内,200 µmの衝突痕は太陽電池を貫通 しパネル表面まで,500 µmは完全に貫通することが 分かった.以上より,本試験は,太陽電池クーポンパ ネルへの微小粒子衝突により想定される全ての地絡故 障を中心とした電気的損傷モードを評価できたと考え る.

最後に、プロジェクタイルの電気的性質による影響 を調べるため、上記の衝突試験を行った太陽電池クー ポンパネルに、125 μm~150 μm径のアルミニウムの フレークをプロジェクタイルとした衝突試験を行った. 本試験の各太陽電池アレイの印可電圧はすべて100 V とした.衝突速度はこれまでと同じく約4 km/sであ った.衝突試験後の外観観察を行った結果、200 μm 径のソーダ石灰ガラスの衝突試験時と同サイズの衝突 痕が多数観測された.また、本試験時の電気計測にて 200 msecの2次アーク放電が観測されたが、試験後の 電気性能を測定したところ、太陽電池アレイの電気出 力がこれまでと同様な挙動で若干低下したが、太陽電 池の短絡および基板との地絡故障は観測されなかった.

4. まとめ

電力を発生した状態を模擬するために、電圧を印加 した太陽電池クーポンパネルに0.5 mm以下の微小粒 子による衝突試験を行い、その電気性能への影響を評 価した.この結果、微小粒子の衝突によって、若干の 電気性能の低下は観測されたが、太陽電池の短絡およ び基板との地絡故障は発生しなかった.

また,1項に述べた損傷のメカニズム3)については, 宇宙環境プラズマよりも、メカニズム2)における微 小粒子衝突時のプラズマの密度が高いことから、本研 究の主眼である地絡故障の有無の評価は、ここでの実 験にて包含されていると考える.さらに、メカニズム 4)については、衝突後の帯放電試験にて、現在の宇宙 機システムの電気設計においては、放電による地絡故 障が発生しないことが確認されている[7].

以上の地上での衝突試験や,軌道上より持ち帰った 太陽電池の性能評価より,軌道上にて微小粒子衝突に よる太陽電池パネルへの電気的影響はごくわずかであ り,宇宙機システムに影響を及ぼすほどではないと考 える.但し,本研究で評価試験に用いた太陽電池はバ ルクタイプであり,また太陽電池パネルはリジットタ イプであることから,将来の宇宙用太陽電池パネルと して計画されている薄膜太陽電池や,それをベースと した軽量太陽電池パネルなどの異なる構造でかつ地絡 故障が懸念される場合は,本試験と同様の試験による 評価が必要と考える.

謝 辞

本研究は、宇宙航空研究開発機構 デブリ防護設計 標準WGの活動として行いました. 関係者に深い感謝 の意を表します. また、本研究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(超高速衝突実 験)の共同利用のサポートを受けている.

参考文献

- ADEOS-II不具合原因究明チーム,2004,第1回宇 宙環境シンポジウム,84.
- [2] ADEOS-II不具合原因究明チーム,2004,第1回字 宙環境シンポジウム,128.
- [3] Letin, V. A. et. al., 2004, 19th European Photovoltaic Solar Energy Conference, 3644.
- [4] Gerlach, L., 1995, HST Solar Array Workshop ESA WPP-77, 257.
- [5] Jenkins, P. et. al., 2008, 8th European Space Power Conference.
- [6] Kanemitsu, Y. et. al., 2012, JAXA-RM-11-020E.
- [7] 豊田裕之他, 2005,第2回宇宙環境シンポジウム, 173.

^{特集「日本における衝突研究の軌跡」} 微小粒子衝突に対する高強度繊維織布の防御 性能評価

東出 真澄¹, 小野瀬 直美², 黒崎 裕久¹, 長谷川 直¹, 松本 晴久¹ 2015年6月9日受領, 査読を経て2015年7月14日受理.

(要旨) 探査機のミッション遂行に重要なコンポーネントは, 微小粒子の衝突に対して耐性を持つ必要があ る. 構体外部に配線されたハーネスや進展部, 複雑形状に適用できる防御材として, 高強度繊維織布の防御 性能を評価した. アラミド繊維, PTFE被覆ガラス繊維, セラミック繊維, PBO繊維の4種類の高強度繊維 から10種類の織布を成形した. 積層した織布に対して衝突試験を実施し, 貫通限界重量と貫通限界厚さを 算出した. その結果, 防御材の軽量化には高弾性のアラミド繊維織布もしくはPBO繊維織布, 薄型化には PTFE被覆ガラス繊維織布が適していることがわかった. 従来のアルミ合金板による防御構造と比較すると, 高強度繊維による防御構造は軽量化されるが厚さが増してしまう傾向が見られた.

1. はじめに

探査機として打ち上げられる宇宙機は,打ち上げ時 の振動や宇宙空間の熱放射線環境に耐える必要がある が、更に宇宙空間に存在する微小粒子の衝突に対して も耐性を持つ必要がある.宇宙空間に存在している微 小粒子はマイクロメテオロイドだけではなく,打上げ 直後に投入される地球周回軌道には人工物由来の破片 (スペースデブリ)が多く存在している[1].微小粒子 環境モデルから探査機の衝突リスク評価を実施し,探 査ミッション遂行に重要なコンポーネントの衝突リス クが許容できない場合は,防御材の付与し衝突耐性を 持たせる必要がある.防御設計の手順は,JAXAから 衛星設計標準として指針が示されている[2].一般的 な衛星の防御設計手順は参考文献[3],コンポーネン トの脆弱性については参考文献[4,5]にもまとめられ ている.

著者らは、構体外部に配線されたハーネスや進展部、 複雑形状に適用できる防御材として、高強度繊維織布 に着目した、衝突速度1 km/s以下の領域では、高強 度繊維織布の耐衝撃性に関する研究は広く実施されて おり、防弾チョッキや戦車装甲の材料として使用され ている。Duanらは800 m/sで高強度繊維織布に飛翔 体が衝突した場合の数値解析を実施し、平織織布の衝 突エネルギ吸収について調べた[6]. Yenらは約250 m/sでアラミド繊維織布に円柱状飛翔体が衝突した際 の織布変形量を実験と数値解析とで比較し、両者がよ く一致することを示した[7]. Zhangらは、織布の固 定方法と織布貫通後の飛翔体残速度の関係について調 べ、衝突位置と支持具の距離が十分に離れていないと 貫通後の残速度に違いが生じることを明らかにした [8]. また、国際宇宙ステーション(ISS)に搭載されて いるデブリ防御構造の一部にも高強度繊維織布は適用 されている[9]. ISSの場合、強度繊維織布は薄板バン パと与圧壁の間に挿入され、衝突後バンパ背後に生じ る破片群のエネルギを低減させる役割を果たしている. しかしながら、高強度繊維織布単体の微小デブリ衝突 に対する貫通限界については発表されておらず. 探査 機の防御設計実施にはデータが不十分である. そこで 著者らは今までに、積層した高強度繊維織布の微小デ ブリ防御性能について調べてきた[10-13]. これらの結 果を用いて、高強度繊維織布の防御材としての有用性 を議論する。

^{1.} 宇宙航空研究開発機構

^{2.} 総合研究大学院大学

higashide.masumi@jaxa.jp

繊維名		引張強度 (MPa)	引張弾性率 (GPa)	密度 (g/cm ³)	破断伸び (%)	分解温度 (°C)
マラミド雄姓	通常タイプ	2,920	70.5	1.44	3.6	538
ノフミト融床	高弾性タイプ	3,000	112.4	1.45	2.4	538
PTFE被覆ガラス繊維	通常タイプ	n/a	n/a	n/a	n/a	n/a
カラミック繊維	通常タイプ	1,700	150	2.70	1.2	1800
セノマソク和政府	高弾性タイプ	2,000	190	3.05	1.1	1800
PBO繊維	通常タイプ	5,800	180	1.54	3.5	650

表1: 試験した高強度繊維[14-16].

表2: 試験した高強度繊維織布.

試験片名	使用繊維	織り方	繊維密度 (yarns/inch)	面密度 (kg/m ²)	厚さ (mm)
アラミド・通常	アラミド(通常)	平織	24×24	0.319	0.43
アラミド・高弾性・薄	アラミド(高弾性)	平織	34×34	0.058	0.08
アラミド・高弾性・厚	アラミド(高弾性)	平織	17×17	0.217	0.33
ガラス/PTFE・アルミ有	PTFE被覆ガラス	平織	n/a	0.274	0.203
ガラス/PTFE・アルミ無	PTFE被覆ガラス	平織	n/a	0.274	0.177
セラミック・通常	セラミック(通常)	平織	30×25	0.305	0.406
セラミック・通常・繻子	セラミック(通常)	繻子織	20×17	0.447	0.533
セラミック・高弾性・繻子	セラミック(高弾性)	繻子織	30×26	0.500	0.508
PBO・厚	PBO	平織	24×24	0.314	0.42
PBO・薄	PBO	平織	20×20	0.171	0.26

2. 高強度繊維織布

2.1 高強度繊維

高強度繊維には様々な特性を持った多くの種類が存 在する.本研究では探査機の防御材として有望な4種 類の高強度繊維について調べた.使用した繊維の種類 を表1に示す.PTFE被覆ガラス繊維は物性値が公表 されていない.アラミド繊維は一般的な高強度繊維で あり、ケーブルの補強材や構造物の一部にも広く使わ れている.高強度繊維の中では比較的安価で入手性が 良い.ISSに搭載されているデブリ防御構造の一部と しても用いられている[9]. -196℃の液体窒素温度で は脆化も劣化もほとんど起きないという特徴がある [14].ただし、酸素が存在する環境では紫外線で劣化 するため、打ち上げ前の取り扱いに注意が必要である. PTFE(Polytetrafluoroethylene)被覆ガラス繊維は Beta Cloth®と呼ばれる織布の原料として知られてい る. Beta ClothはSaint-Gobain社がISS計画のために NASAと共同開発した織布で,原子状酸素に対する 耐性が非常に高い[17].本織布の片面をアルミ蒸着し たものは,デルタロケットの一部としても用いられて いる[18].セラミック繊維は強度の点では他繊維に劣 るが,耐熱温度が非常に高いという特徴を持つ.ガラ ス転移温度は1,800℃にも達する[15]. ISSのデブリ防 御構造の一部として用いられており,宇宙での使用実 績もある[9].PBO(Poly-p-phenylenebenzobisoxazole) 繊維は東洋紡社が開発したZylon®と呼ばれる繊維で, 耐衝撃性が非常に高い[19].高湿度で酸素が存在する 環境では劣化が起こるため,アラミド繊維と同様に打 ち上げ前の保管環境に気を付ける必要がある[16].

2.2 繊維織布

前述の高強度繊維から織布を成形した. 試験した織 布の一覧を表2に示す. セラミック繊維織布は平織だ けではなく繻子織も用いた(図1). 繻子織とは縦糸と 横糸が交差する点が連続しないようにする折り方で,
微小粒子衝突に対する高強度繊維織布の防御性能評価/東出 他



図1: 織り方の違い(左:平織,右:五枚繻子織).

本研究では五枚繻子の織布を使用した.繊維密度は1 inchあたりの縦糸と横糸の本数を表している.織物密 度の数字が大きいほど,目の細かい織布であることを 示している.PEFE被覆ガラス繊維織布は,片面をア ルミ蒸着したものとしていないものの2種類を試験し た.

3. 防護性能評価

3.1 超高速衝突試験

織布を20層積層し,図2に示すようにアルミ板上に 固定してターゲットとした.飛翔体の加速にはISAS/ JAXAの所有する二段式軽ガス銃を使用した[20].飛 翔体には直径0.1,0.3,0.5 mmの鋼球を使用した.飛翔 体はエラー!参照元が見つかりません.3に示す散弾 方式によって数十個同時に射出し,一回の射出試験で 複数点のデータを取得した.衝突速度はほぼ6 km/s に固定して試験した.低高度軌道での平均デブリ衝突 速度は10 km/sであるが,サブミリサイズの固体飛翔 体を10 km/sで安定射出するのは非常に難しい.本研 究では,デブリに多いアルミ・アルミナが10 km/s程

 Impact velocity
6 km/sec
 Bumper
Stacked fabrics

 Projectiles
dp=0.1, 0.3, 0.5mm
 Auminum alloy plate
A2024-T3, t=5mm

 図2: 実験条件[11].
 Sabot

 Sabot
 Sabot



度で衝突した場合の衝撃圧を模擬するために、デブリよりも密度の高い鉄を6 km/sで衝突させた.

Stopper

図4に、直径0.3 mmの飛翔体を衝突させたターゲ ットの、貫通限界付近の層を示す.全ての実験で、残 留した飛翔体破片を確認することはできなかった.田 村は、セラミック織布や繊維の飛翔体をフラッシュ X 線で観察している[21].糸の中央に飛翔体が衝突する と飛翔体が激しく破砕する様子が観察されており、織 布を積層した本研究のセッティングでは、回収可能な 破片は残らないと考えられる.また、同一試験片でも 飛翔体が貫通する枚数にはバラツキが見られた.これ は、縦糸と横糸の隙間に衝突した場合と糸上への衝突 では、飛翔体が通過する織布の厚みが異なってしまい、



(a) アラミド・通常,9層目, 衝突速度5.9 km/s [11].



(b) ガラス/PTFE・アルミ有,
 9層目, 衝突速度6.1 km/s
 [11].

図4:飛翔体貫入後の織布(飛翔体直径0.3mm).



(c) セラミック・通常, 11層目, 衝突速度6.1 km/s [13].



(d) PBO・薄, 10層目, 衝突 速度6.1 km/s [13].

Ballistic limit Projectile Fabric layers

図5: 貫通限界の定義[12].

衝突点によって破砕程度がバラつくことが主な原因で あると考えられる. また、アラミド繊維織布とPBO 繊維織布は衝突点近傍で変形が観察されたが、PTFE 被覆ガラス繊維織布とセラミック繊維織布の変形量は 小さかった、セラミック繊維は繊維単体の密度が高い ため、表層に衝突した際に飛翔体が十分に破砕され、 中間層の変形を引き起こす比較的大きな破片が生じな かったことが原因と考えられる。

3.2 防護性能の比較

PBO・厚 PBO·薄

> 0 1

本研究では、飛翔体破片が貫通した枚数を織布の貫 通限界と定義した。図5の場合、貫通限界は9層となる。 貫通限界に織布一層当たりの面密度を乗じて貫通限界 重さ、厚さを乗じて貫通限界厚さとした、貫通限界重 さと貫通限界厚さを算出した結果を図6,7に示す. 誤算範囲は+3σの値を示しており、各条件において

アラミド・通常 アラミド・高弾性・薄 ■飛翔体直径0.1mm ■飛翔体直径0.3mm アラミド・高弾性・厚 □飛翔体直径05mm ガラス/PTFE・アルミ有 ガラス/PTFE・アルミ無 セラミック・通常 ヤラミック・通堂・繧子 ヤラミック・高弾性・繧子







6 7 8

4

貫通限界重量 [kg/m²]







薄型化できることがわかった.

3.3 アルミバンパとの性能比較

織布の防御性能を,従来のアルミ合金板を使った防 御構造の重量,厚さと比較した.アルミ合金板の防御 性能は,Christiansenによる1枚板の貫通限界式[22] を用いて算出した.

when
$$\frac{\rho_p}{\rho_t} < 1.5$$

 $t_w = 1.8 \times 5.24 \ d_p^{19/18} H^{-0.25} \left(\frac{\rho_p}{\rho_t}\right)^{1/2} \left(\frac{V_n}{C}\right)^{2/3}$ (1)

when
$$\frac{\rho_p}{\rho_t} \ge 1.5$$

 $t_w = 1.8 \times 5.24 \ d_p^{19/18} H^{-0.25} \left(\frac{\rho_p}{\rho_t}\right)^{2/3} \left(\frac{V_n}{C}\right)^{2/3}$ (2)

ここで ρ_p は飛翔体密度(g/cm³), ρ_t はターゲット密度(g/cm³), twは貫通限界厚さ(cm), d_p は飛翔体直径(cm), Hはターゲットのブリネル硬さ, V_n は衝突速度のターゲット法線方向成分(km/s), Cはターゲットの音速(km/s)である.本式は実験と数値解析の結果から作られた経験式である.ターゲット板厚と飛翔体直径の比が衝突速度の2/3乗に比例するという仮

定からスタートし, Cour-Palaisによって開発された [23]. その後, Christiansenが実験と解析の範囲を広 げて係数を修正した.

アルミ合金板(A2024)と高強度繊維織布の貫通限界 比較を図8,9に示す.縦軸は織布の貫通限界をアル ミ板の貫通限界で除した値を表す.全体として,織布 はアルミ合金板の防御構造よりも軽量化できるが,厚 みが増してしまう傾向が見られた.高強度タイプのア ラミド繊維織布やPBO繊維織布は,従来のアルミ合 金板と比較して半分程度の重量増加で0.3 mmの微小 粒子を防御できる.通常タイプのアラミド繊維織布や セラミック繊維織布を防御材として使用すると,アル ミ合金板の2倍以上厚みが必要になってしまう. PTFE被覆ガラス繊維織布は,アルミ合金板とほぼ同 等の厚みで防御構造を軽量化できることがわかった.

4. まとめ

探査機の微小粒子衝突防御材として,高強度繊維織 布の有用性を調べた.10種類の織布を評価した結果, 防御材の軽量化には高弾性のアラミド繊維織布もしく はPBO繊維織布,薄型化にはPTFE被覆ガラス繊維 織布が適していることがわかった.同素材であれば, より高弾性率の繊維を使用した方が防御性能は向上す る傾向が見られた.高強度繊維は形状柔軟性が高い上 に様々な付加価値を持っている.晒される環境と適合 すれば,防御材による過度な重量増加を防ぐことがで きる.適切な材料を選定することが重要である.

謝 辞

本研究は、宇宙航空研究機構宇宙科学研究所スペー スプラズマ共同利用(超高速衝突実験施設)を用いて実 施されました.本研究で使用したPBO繊維織布は、 JAXA有人宇宙技術センターよりご提供いただきまし た.本研究の実施にあたりJAXAデブリ防護設計標 準WG委員の皆様にご助言いただきました.感謝の意 を表します.

参考文献

- [1] 木部勢至朗, 2013, 航空と文化 106, 9.
- [2] 宇宙航空研究開発機構,2012,微小デブリ衝突耐 性評価標準.
- [3] 金井典子, 2012, 信頼性 34, 178.
- [4] IADC WG3, 2014, Protection Manual ver.7.0.
- [5] Christiansen, E. L. et al., 2009, NASA TM, 214785.
- [6] Duan, Y. et al., 2005, Int. J. Impact Eng. 31, 996.
- [7] Yen, C-F. et al., 2007, Proc. 23rd Int. Symposium on Ballistics, 853.
- [8] Zhang, G. M. et al., 2008, Composites Part B 39, 476.
- [9] Christiansen, E. L. et al., 2009, Acta Astronautica 65, 921.
- [10] 東出真澄ほか, 2011, 第55回宇科連, 3J02.
- [11] 東出真澄ほか, 2014, JAXA SP, 13-018, 202.
- [12] Higashide, M. et al., 2014, Trans. JSASS Aerospace Tech. Japan 12, ists29, Pr_1.
- [13] 東出真澄ほか, 2014, 平成25年度スペースプラズ マ研究会.
- [14] 東レ・デュポン株式会社, 2008, Kevlar技術データ.
- [15] スリーエムジャパン株式会社,2013,3M ネクステ ルセラミックファイバーカタログ.
- [16] 東洋紡績株式会社, 2005, PBO Fiber Zylon技術資料.
- [17] Kamenetzy, R. R. and Finckenor, M. M., 1999, NASA

TM, 209575.

- [18] Koontz, S. L. et al., 1993, NASA TM, 104748.
- [19] Pereira, J. M. and Revilock, D. M., 2009, J. Aerospace Eng. 22, 240.
- [20] 長谷川直, 2015, 遊星人 24(本号).
- [21]田村英樹, 2011,第4回スペースデブリワークショ ップ, JAXA SP-10-011, 195.
- [22] Christiansen, E. L., 2003, NASA TP, 210788.
- [23] Cour-Palais, B. G., 1979, Proc. ESA Comet Halley Micrometeoroid Hazard Workshop, ESA SP 153, 85.

^{特集「日本における衝突研究の軌跡」} 成果創出を主眼においた超高速衝突実験施設 の整備

長谷川 直1

2015年5月7日受領, 査読を経て2015年7月7日受理.

(要旨) 宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所では超高速衝突実験の大学共同利用を1980年代半ばから行っている.1995年に本学会誌で当施設の紹介が行われている[1(柳澤正久,矢守章,1995,遊星人4,11)]が, それ以降は報告・紹介等はされていなかった.そこで,本論文では1995年以降の宇宙研の超高速衝突実験 施設の変遷と現状について紹介する.特に筆者配属後に行った仕組み・装置・人的整備による大学共同利用 申請被採択者の成果創出に繋がったことについて報告する.

1. はじめに

国立研究開発法人宇宙航空研究開発機構宇宙科学研 究所では、大学共同利用システムに基づき科学衛星・ 飛翔体実験の立案・開発・飛翔実験・運用業務を行っ ている他に、大小の室内実験施設の大学共同利用も行 っている。その内のひとつであるスペースプラズマ共 同利用では宇宙環境を模擬するスペースチャンバー施 設と超高速衝突を再現できる超高速衝突実験施設を保 有し、共同利用の枠組みで日本全国の研究者に対して 実験機会を公募し、審査を経て採択された申請研究の 実験を執り行っている.

スペースプラズマ共同利用の歴史は東京大学宇宙航 空研究所まで遡る.但し、スペースプラズマ共同利用 で超高速衝突実験の共同利用が供されたのは文部科学 省宇宙科学研究所に改組されて以降である.スペース プラズマ共同利用の飛翔体加速器として最初に導入さ れた装置は電磁飛翔体加速器(通称:レールガン)であ る.レールガンは1985年に整備され、それ以降に共 同利用が開始された[1].レールガンは直径約14 mm, 重さ1 gのポリカーボネイトの飛翔体を定常的に3-7 km/sに加速することが可能であった.

レールガンの共同利用が開始された1980年代は、

下であった、そのような状況下において、飛翔体を定 常的に6-7 km/sに加速できる宇宙研のレールガンは、 共同利用申請が採択されれば日本全国の研究者が使用 することができる大学共同利用施設でもあり、非常に 魅力ある飛翔体加速器であった. しかしその一方で. 残念ながら,理工学研究でレールガンを利用する場合 に問題点も数多く存在していた. 第一に直径約14 mmポリカーボネイトの飛翔体のみ加速可能で、サボ の使用はできなかった[1]. 第二に照準精度がとても 悪く、ターゲットに飛翔体が衝突しないことも頻繁に あった. 第三に実験用チャンバーの到達真空度が悪く, kPa程度の真空しか引くことができなかった. 第四に 加速後に大量のすすが発生し、同規模の一段式火薬銃 よりもすすによる汚れはひどかった[1]. 第五に6-7 km/sの加速を一度実施すると、同等の加速ができる ようになるにはノミナルで1週間かかった。即ち、6-7 km/sの加速に非常に手間を要し、その速度での繰り 返しの実験を行うことが困難であった。第六に飛翔体 発射時に高電流を瞬時に流す為に、除去が困難な電磁 ノイズが計測系に入り込み.高い確率での誤トリガを 起こし、その場計測データを取得することが困難な状 況にあった[1]. これら六つの問題点は、レールガン という装置の仕様上、改善は困難であった為に、共同

日本で運用されていた二段式軽ガス銃(ヘリウム駆動)の殆どの定常運転最高速度は約4 km/sという状況

^{1.} 宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所 hasehase@isas.jaxa.jp

利用申請被採択者が実験データを集めるには多くの時 間を要していた.単純にレールガンのみの時のショッ ト数(10年間で平均45発)を利用者数(平均13ユーザ ー)で割ってみると年間1利用者が行うことができる ショット数は4発以下であるが,前述の六つの問題点 から起因する実験成功率の低さも勘案すると1年間で 1,2発の実験データしか得られないという状況であ った.実際にレールガンのみで共同利用運転されてい た時の成果である1995-2005年の間の11年間の査読論 文数は,11本であり,年平均1本の査読論文数であり, 査読論文という成果を創出する使命のある大学共同利 用施設としては危機的な状況にあった.これは前述の レールガンという装置に起因する所もあるが,一方で, 超高速衝突実験施設の共同利用がレールガン開発を重 視していたという背景もあった.

そこで,著者が当施設担当として赴任した2005年 以降,レールガン開発を第一に行う方針から,大学共 同利用申請被採択者による成果創出に繋がるような共 同利用施設運営に路線を変更し,仕組みの面・実験装 置の面・人的資源の面の三方向からの超高速衝突実験 施設の整備を行った.本論文ではその取り組みとその 結果得られた成果について紹介する.

2.2005年度以降の超高速衝突実験 施設の整備

2.1 仕組み面での整備

まず手始めに容易に行える共同利用の運営の仕組み の面で三つの整備を行った.第一は多くの他の大学共 同利用施設で行っているマシンタイム制の導入である. 著者赴任以前では実験実施日の決定については施設担 当者に逐次連絡して決定する逐次受け入れ方式であっ た.この方式は需要が少ない場合は成り立つが,需要 が多くなると早く多く予約を入れた共同利用申請被採 択者が後から予約を入れた利用者の実験機会を奪って おり,一部の利用者に偏った実験機会を与えていた. そこで,根拠のない不公平を無くす為に,マシンタイ ム制を導入した.具体的には一年を四半期に分け,利 用者にマシンタイムを公募し,1マシンタイムに1実 験の原則にした.マシンタイム導入により,一部のユ ーザーに偏った実験機会の提供は解消した.

第二は特定の共同利用申請被採択者への試験体や装

備の補助を無くしたことである.著者赴任以前では, 利用者が本来用意すべきである試験体や装備も一部施 設側で用意されていた.利用者によっては非常に高価 な試験体や装備を使用する場合があり,特定の利用者 のみ使用する試験体・装置を施設側で用意することは 利用者の間で根拠のない不公平を生んでいた.そこで, 著者赴任後は特定の利用者への補助を直ちに廃し,特 定の利用者のみ使用する試験体・装置はその利用者自 身で用意してもらうことによって,特定の利用者に偏 った実験補助を解消した.解消された分は利用者が共 用に使う工具・治具・飛翔体加速器消耗品・観測機器 に投資ができるようになり,全ての利用者が公平にか つ最新鋭の実験を行う環境を整えることができるよう になった.

第三は共同利用申請被採択者が施設に来訪せずに, 施設側に丸投げしていた共同利用実験が存在していた が,それを廃したことである.著者赴任以降では,利 用者には必ず実験の為に施設に来訪してもらうように した.肝心な実験条件を把握していなく,全くの無駄 な実験であったという事態を回避し,効率の良い成果 創出を行う為には,利用者自身が責任を持ってデータ を取得するべきだからである.

この三つの共同利用の運営の仕組みの整備によって, 成果創出を主眼とおいた大学共同利用施設の仕組みと しての基礎を整えることができた.

2.2 実験装置面での整備

仕組みの面での整備と同時に出来る範囲から実験装 置の面の整備に取りかかった.実験装置の面で第一に 行ったことは、当時の宇宙研の固体惑星科学研究系の 藤原顯先生所有の口径7 mmの二段式軽ガス銃(通称: 藤原銃)[2]を藤原教授の退官とともに譲渡して頂き、 スペースプラズマ共同利用の第二の飛翔体加速器とし たことである.藤原銃は飛翔体の定常運転速度は1.5-4.5 km/sとレールガンには及ばないが、先に述べたレ ールガンにおける問題点を解決していた飛翔体加速器 である.飛翔体として直径9/32インチ(7.14 mm)のナ イロン球・円柱の他に、サボを使って数mm程度の岩 石・金属飛翔体をシングル弾として、粉体を散弾とし て加速することが可能であった.但し、サボを用いた シングル弾の成功率は数割程度であった.もう1つの 藤原銃の利点としては、一日大凡5、6回の加速試験 を容易に行うことが可能なことである.また、実験成 功率を下げる照準精度の悪さや電磁ノイズはなかった. 著者が赴任した2005年に直ちに藤原銃の共同利用に 向けた試験運用をおこない。2006年度から藤原銃の 共同利用を開始した。一方で、当時は共同利用申請被 採択者が使用出来る共用の計測装置が残念ながら殆ど 無い状態であった、そこで、2006年度末にかけて、 飛翔中の弾丸を画像で確認したり、衝突後に高速に広 がる衝突蒸気雲を捉えることができる高速度カメラ (時間分解能が1us. わかりやすく言うと家庭用ビデ オの3万倍の撮影速度)やデジタルオシロスコープを 整備し、共同利用申請被採択者が計測装置を持ち込ま なくても実験成果を出せる実験環境を整えた. 著者が 赴任した2005年度以降,実験装置(飛翔体加速器・観 測機器)と仕組みの面の二方向面の整備を行ったこと により、成果創出を主眼とおいた大学共同利用施設運 営を開始することになった、その結果、ショット数は 増加し, 査読論文数は徐々にだが, 増えていくことに なった.

2005年度からのレールガンと藤原銃の2台による運 用で、高速度の実験はレールガンで、低速度でも回数 を必要とする実験は藤原銃と、切り分けを行い、問題 はある程度解決できたが、5 km/s以上の速度で飛翔 体を定常的に繰り返し加速ができないという本質的か つ致命的な問題点は依然として残った.そこでその問 題の解決を図るべく、第三の飛翔体加速器として、水 素を駆動ガスとする新しい水素二段式軽ガス銃(通称: 横型銃)の整備を2007年度末に行った.

横型銃の口径は藤原銃の経験をそのまま引き継ぐ為 に、7 mmとした.横型銃はナイロンもしくはポリカ ーボネイト製の直径9/32インチ(7.14 mm)の球もし くは円柱を一段式軽ガス銃モードで0.03-0.7 km/s、二 段式軽ガス銃モードで0.7-8.0 km/sの範囲で加速可能 である.但し、1.5-7.0 km/sの領域が定常運転速度で ある.サボを使用することにより直径9/32インチよ り小さな直径3.2-0.3 mmの飛翔体をシングル弾として [3]、直径0.5-0.03 mm飛翔体を散弾として、加速可能 である.宇宙研佐藤英一研究室とのサボの共同開発 [3]によって、シングル弾の成功率は向上し、現状直 径1 mm以上のシングル弾加速においてはほぼ100 %、 0.5-0.3 mmでは70 %強の成功率である.飛翔体とし て使用した実績がある材質は、ナイロン・ポリカーボ

ネイト・アルミニウム・岩石(玄武岩・橄欖石・蛇紋 岩等)・隕石(炭素質コンドライト・鉄隕石)・ガラス・ アルミナ・ジルコニア・チタン・ステンレス・銅・タ ングステンカーバイト・白金・イリジウムがある。横 型銃の照準の精度は銃口から5 m離れた所で±3 mm であり、レールガンと比較すると格段に良い(但し、 藤原銃も横型銃と同様の照準精度は持っている). 真 空度は15分程度の排気で大凡5Pa弱にすることが可 能である. 但し、真空度はチャンバー内に入れる試料 に左右される. なお、差動排気を行うことによって、 数十mPa~数十kPaまで、真空度を変化させること が可能である.一日、大凡3,4回の加速試験を容易に 行うことが出来るのも横型銃の特徴である.藤原銃と 比較すると実験頻度は若干下がるが、サボを用いた加 速の成功率から考えると実質的に共同利用申請被採択 者に提供できる成功ショット数を増やすことができる.

この横型銃は2008年度の1年間の試運転期間を経て、 2009年度から共同利用が開始された。2009-2011年度 の3年間での年間の平均ショット数約560発を共同利 用申請被採択者数(平均31ユーザー)で割ってみると 年間1利用者が使用出来るショット数は18発である。 100%近い実験成功率等も考えると数年で査読論文を 書く為のデータが集められる状態になった。

更に横型銃の整備と同時に,光学顕微鏡の導入を行い,実験後のクレーター痕の観察が出来る様になった. 2009年度までの実験装置の整備によって,定常的に7 km/sの加速可能な飛翔体加速器を整備することがで きた.その為日本全国の多くの研究者に使用されるようになり,結果的に利用者が産み出す成果が増えてい くことになった.

横型銃の整備以降の2009年度の時点ではレールガ ン・藤原銃・横型銃の3台体制となったが、その3年 後の2011年度の時点において、レールガンについて 環境問題の観点で問題が浮上した.レールガンでの加 速に必須なコンデンサがPCB使用の懸念の為に穴を 開けて調査する必要がでてきたが、コンデンサに穴を 開けると使用出来なくなる為に、新規にコンデンサを 調達する必要が出てきた.しかしながら、レールガン の使用頻度の極端な低下の観点(横型銃導入後2008年 以降は1回も装置を作動させることがなかった)と論 文生産性の観点(著者赴任後にレールガンを用いて書 かれた査読論文は1本のみ)の二点から、コンデンサ を調達せずに、レールガンを廃止することとした.同 年度、コンデンサのPCBの検査後(検査の結果、PCB は入っていなかった)に、レールガンの廃棄が行われた.

代わりに、2012年度に第四の飛翔体加速器として、 縦型の水素二段式軽ガス銃(通称:縦型銃)の整備を行 った。粉体や液体の実験を横置きの飛翔体加速器では 行うことが出来なかった為に、共同利用申請被採択者 から縦型の飛翔体加速器の導入が望まれていた。縦型 銃はナイロンもしくはポリカーボネイト製の直径 3/16インチ(4.76 mm)の球もしくは円柱を二段式軽ガ ス銃モードで定常的に0.7-7.0 km/sの範囲で加速可能 である。縦型銃は2013年度の試運転期間を経て、 2014年度には共同利用に供された. サボについては 神戸大荒川政彦研究室で開発が行われ。2-7 km/sの 範囲で直径2 mmのシングル弾を加速することができ るようになった。縦型銃の導入と同時に利用者が使用 出来る共用の複数の観測機器の整備を行った、最高時 間分解能が0.1, 0.2 µs である高速度カメラ, ストリー ク分光器、大型クレーター測定用レーザー変位計・簡 易電子顕微鏡等である. これらの計測機器の導入は超 高速衝突実験での様々な観測を可能にした.

横型銃の整備以降,藤原銃の本共同利用での利用頻 度が極端に低下した.但し、レールガンの場合とは異 なり、まだ十分に使用出来る為に、衝突科学コミュニ ティに藤原銃の譲渡を打診した.譲渡の希望のあった 研究室の中から、二段式軽ガス銃を保有しておらず、 かつ、活動度が高いという観点から藤原銃は法政大学 新井和吉研究室に譲渡された[4].譲渡後は新井和吉 研究室のメンバーが卒論・修論に活用し始めている. 藤原銃は京都大学理学部物理学教室にはじまり、宇宙 研藤原顯研究室、スペースプラズマ共同利用、そして、 法政大学新井和吉研究室と様々な場所・所属を変えつ つも活躍し続けている.

2014年度から現在(2015年度)では横型銃と縦型銃 の2台体制で大学共同利用を行っている.

2.3 人的資源面での整備

ここまで,超高速衝突実験施設の仕組みと実験装置 面の整備の取り組みについて述べたが,もう1つの重 要なこととしては,施設に配置されている人的資源の 面でも整備を行ったことである.著者の赴任以前には, 正規の職員以外にレールガン開発の為に平均3人程度 の学部生が付いており、それに加えて、レールガン組 み立てを単純に手助けする派遣社員が配置されていた. 学部生は彼らの卒業論文と引き替えに労働力を提供し ていた、著者赴任後、直ちにレールガン開発を第一に 行う方針を改めた結果、これらの人員についての人的 サポートが無くなった.著者赴任後は1年ほど1人で 運用し、代わりに時々単純労働のアルバイトを雇い、 2年目からは派遣社員の方に来ていただいた.しかし ながら、共同利用申請被採択者による成果創出に重き においた共同利用施設運営に路線を変更し、施設運営 を行うことは、その構成員として、飛翔体加速器を扱 えるだけでなく、衝突、もしくは、衝突に関わる分野 のエキスパートが必要であるということを意味してい た. そこで、著者が赴任後2年目の途中からは衝突・ 衝突に関わる分野の博士号を持つポスドクの方にサポ ートを行って貰う方針にし、JAXA上層部の理解のも と、任期付き職員として配置していただいた、若く新 しい見識を持ち合わせたポスドクの方達と施設を利用 しに来た利用者によって、研究が高められるという事 例が多々あり[e.g., 5, 6], ポスドクの方達は施設にと って、欠かせない存在となっている、また、施設にい るorいたポスドクの方達にとっても利用者との交流 は有益な影響をあたえている。ポスドクの方達は在任 中に様々成果を出しており[e.g., 7-11], 彼ら自身, 超 高速衝突実験施設に所属したことがキャリアアップの 道筋となっている.

国内外の飛翔体加速器(二段式軽 ガス銃)との比較

現在までの超高速衝突実験施設の整備の取り組みに ついてここまで述べたが、当施設がどのようなもので あるかの比較の為に、国内外の二段式軽ガス銃の簡単 な紹介を行う.

海外の二段式軽ガス銃で,惑星科学にとって最も有 名な加速器は、米国Ames Research CenterのAmes Vertical Gun Rangeであろう.垂直から水平まで、任 意の角度で加速器をセットでき、まさしく惑星科学の 為の加速器と言って良いであろう.同様の任意の角度 にセットできる二段式軽ガス銃は英国Open Universityにも存在している.横型の二段式軽ガス銃 は米国に多く存在し、NASA Johnson Space Center やWhite Sands Test Facilityが有名である.極めつけ



図1:ショット数の変遷.黒がレールガン,赤が藤原銃,青が横 型銃,白が縦型銃.

はUS Air Force のRang Gである. この二段式軽ガ ス銃は全長300 m弱で, 口径84 mmで約500 gの飛翔 体を7 km/sまで加速可能な世界最大の二段式軽ガス 銃である. 欧州で有名な施設としては独国Ernst-Mach-Institutであろう. $10^2 \sim 10^4$ gまでの質量範囲6 桁の飛翔体の加速を複数台でカバーしている.

一方,日本に目を転じると,まず著名な装置として, 東工大応用セラミックス研究所の二段式軽ガス銃が挙 げられるであろう.この加速器は約1gの飛翔体を9.2 km/sまでに加速させることに成功させている.しかし, この二段式軽ガス銃は残念ながら現存していない.但 し,速度は5 km/s弱ではあるが衝撃圧縮用に特化し た二段式軽ガス銃が共同利用されている.一方で東北 大流体科学研究所の衝撃波関連施設が存在し,共同利 用されてはいる.但し,残念ながら,二段式軽ガス銃 は運用されていないのが現状である.

宇宙研の超高速衝突実験施設で現在運用されている 横型加速器・縦型加速器は世界のこれら加速器と比較 し、特に突出して、到達速度が速いという訳ではなく、 世界標準の平均的な速度である(~7 km/s).また加 速できる質量も1g以下であり、特に重い飛翔体を加 速できる訳では無い.但し、大学共同利用申請被採択 者の成果創出という目的のもとに整備を行ったために、 1日に数多くの実験を実施出来る様になっていること が特徴と言える.

大学共同利用で全国の研究者が使用出来るというメ リットはあるが、反面、現状実験日数が1マシンタイ



図2:共同利用申請書数の変遷.

ム連続3日間しか取れないことはデメリットである. 即ち,実験準備を要する実験には向いておらず,どう しても,数多くのデータを短期間に取るタイプの実験 にベクトルが向いてしまうことは長所でもあるが,欠 点とも言えよう.

4.2005年度以降の超高速衝突実験 施設の実績

著者赴任以降,超高速衝突実験施設の方針を,共同 利用申請被採択者による成果創出に重きをおいた共同 利用施設運営に路線を変更し,仕組みの面・実験装置 の面・人的資源の面の三方向からの整備を行ったが, それについての具体的な成果を下記に記す.

2004年以前のレールガンのみの運用時と比較して、 藤原銃の試用により2005年度のレールガンと藤原銃 を併せたトータルのショット数は3倍増になった(図 1).2006年度共同利用化と共に、レールガンのショ ット数は半減したが、レールガンと藤原銃を併せたト ータルのショット数は6倍程度に増加し(図1)、共同 利用申請被採択者に確実に多くの実験機会を提供でき るようになった.横型銃の導入の為に2008年度は共 同利用を中止して、装置の調整・試運転に集中した為 に2008年度は前年度と比較してショット数が1/3程度 に減少したが、その甲斐もあり2009年度から横型銃 の共同利用を開始することができた.2010年度の横 型銃のショット数は過去最高のショット数になり、 2004年度以前のレールガンのみの運用時と比較して1



図3:2015年度で規格視した費用比と運転員数.

桁増になった(図1).以上,仕組み・実験装置・人的 資源の整備の結果,利用者にショット数を多く提供で きるようになった.2012年度は宇宙研の諸事情と縦 型銃の整備により,ショット数は前年の半分程度に落 ち込んだが,2013,2014年度は平均して,2004年度 以前のレールガンのみの運用時と比較して1桁弱増の ショット数を保っている.

スペースプラズマ共同利用の超高速衝突の共同利用 申請書の数は藤原銃を共同利用化した2006年度以降 は2倍程度増加し、横型銃の共同利用化と共に更に若 干増加した(図2).著者が赴任する以前はJAXAの衛 星&探査機プロジェクトの超高速衝突実験施設の使用 は皆無であったが、 著者が赴任以降は JAXA の衛星 &探査機プロジェクト(JAXA衛星設計標準・あかつ き・イカロス・ベビコロンボ・GCOM・はやぶさ2等) でも使用されるようになったことと惑星科学分野での 使用が活発になったことが原因である.前述の通り、 ショット数自体はこの5年間でそれ以前と比較して一 桁以上増加したが、一方で、共同利用申請書数の増加 により、供給できるショット数より要望されているシ ョット数が増えている。特に横型銃導入以降は更に拍 車がかかっている、その結果、共同利用申請書の採択 率は横型銃導入以前では100%であったが、それ以降 では不採択の共同利用申請書がでてくるようになった. また、実際のマシンタイム配分時には藤原銃とレール ガンでの共同利用時はマシンタイムを配分できない利 用者はいなかったが、横型銃を共同利用に供した以降



図4:学位論文の変遷. 黄が卒業論文,緑が修理論文,紫が博士 論文. 但し,銃開発関係の論文は横線棒になっている.

は要望が多い為にマシンタイムを配分できない利用者 がでてくるようになった.

ショット数を年度当初に配分された維持費で割った 一発当たりの費用比を図3に示す.2015年度の費用比 で規格化してある.ここ近年予算は横ばいから減少に 転じているが,その効果よりも,その年のショット数 で一発あたりの費用比が決まっていることが分かる. これは2005年度以降,諸事情でショット数が減った 2008年度と2012年度の費用比が高くなっていること からも明らかである.但し,今後の予算削減状況が更 に進めば,そちらの方が効いてくる可能性はある.

運用人数の推移について図3に示す.但し,2004年 度以前は学生数もカウントされており,2005年度と は単純比較出来ないので,2004年度以前は参考デー タとして見て貰いたい.2014年度以降,主力飛翔体 加速器が2台になったのにもかかわらず,運用人数は 変わっていない.縦型銃は新規の加速器である為にシ ョット数は少なくなっているという面もあるが,運転 員数は飛翔体加速器数で割ると,2名未満という状況 も多少は関連しているかもしれない.通常外国では1 飛翔体加速器に数名の運用人数が専任として任されて いるという話から比較すると,極端に少ない人数で効 率良く成果を出しているということが出来るかもしれ ない.

超高速衝突実験施設を利用した卒業論文は,2004 年以前のレールガンのみの運用時と比較して,2005 年度の筆者赴任以降は約2倍に増加した(図4).但し, レールガンのみの運用時はレールガン開発関係の卒業 論文がその殆ど全てを占めていたが、2005年度以降 は2例(レールガン開発ではなく、横型銃のサボ開発 の卒業論文)を除いて、共同利用申請被採択者の卒論 生の卒業論文である.修士論文と博士論文は年平均で 1桁増加した(図4).藤原銃の共同利用化以降の2007 年(2006年度)以降、多少の増減はあるが安定して、 卒業・修士・博士論文を産み出している.2005年度 以降、超高速衝突実験施設の共同利用は高専・大学・ 大学院教育に活用されるようになり、学生指導・若手 研究者育成に貢献するようになったと言うことができ る.

超高速衝突実験施設で行われた研究についての国際 学会発表と査読無し集録は、2004年以前のレールガ ンのみの運用時と比較して、ここ数年は5倍に増えて いるが、超高速衝突実験施設関連の査読論文は約20 倍に増加した(図5).国際学会発表と査読無し集録は 2005年度の筆者赴任以降から増加していき、導入3年 後の2008年にはその後は多少の増減はあるが、安定 して、成果を出している.査読論文は2005年度から 徐々に増えはじめ、横型銃導入3年後の2011年あたり から多少の増減はあるが安定して、論文を産み出して いる.2005年度以降の査読論文数の増加は、超高速 衝突実験施設の共同利用申請被採択者およびその関係 者によって実現され、このことは筆者の目指した利用 者による成果創出が行われたと言うことができる.当



図5:科学成果の変遷.赤が国際学会発表と査読無し集録.黒が 施設関連の査読論文.

施設関連で査読論文が掲載された雑誌として最多の雑 誌 はTransactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Aerospace Technology Japanという日本航空宇宙学会の英文査読論文 誌である.これは当施設のユーザーの半分は航空宇宙 工学分野に属しているということが原因である.次い で多いのはIcarusである.但し,惑星分野はPlanetary and Sapce ScienceやJounral of Geophysical Researchと言った複数の雑誌に出版掲載されており, 論文数としては惑星分野の方が若干多い状況にある. なお,実際に超高速衝突実験施設で行われた個別の研 究例を本文でも本来なら述べるべきだが,これについ ては,本特集号で多くの利用者の方が論文を執筆して いるので,そちらに譲る[12-17].

5. まとめと今後の展望

筆者が施設に赴任した2005年度以降,共同利用申 請被採択者による成果創出に重きにおいた共同利用施 設運営を念頭に仕組みの面・実験装置の面・人的資源 の面の三方向からの整備を行ってきた.その結果, 2004年度以前のレールガンのみの運用時と比較して, 利用者に提供できるショット数を1桁増加させること ができた.そのことにより,利用者を開拓し,共同利 申請書数も2倍以上に増加し,本共同利用を利用した 査読論文・博士・修士論文の生産率は1桁以上増加さ せることができた.超高速衝突実験施設は大学共同利 用施設として,大学・大学院教育に貢献するようにな り,多くの若手研究者の育成にも貢献するようになり, そして,数多くの先端的な研究成果の創出に貢献をす るようになったと言うことができる.

今後の宇宙研の超高速衝突実験施設の展望としては, より積極的な衝突に関わる科学成果創出の為に,日本 の衝突実験科学の研究センターの役割も果たしていく ことが重要である.但し,原稿執筆時のスペースプラ ズマ共同利用の宇宙研内の所属組織関係で,施設運営 の枠を超えての業務を行うことが困難な状況にある. よって,現在,積極的な衝突に関わる科学成果創出を 目標に掲げた組織に改組すべく進んでいる.

謝 辞

スペースプラズマ共同利用・超高速衝突実験施設を 利用し,成果をあげていただいている全ての共同利用 申請被採択者とその共同研究者に感謝いたします.

スペースプラズマ専門委員会の委員長であった佐々 木進・阿部琢美氏にはスペースプラズマ共同利用の運 営に大変ご尽力いただき,感謝いたします.また,ス ペースプラズマ専門委員の方にはスペースプラズマ共 同利用の審査にご尽力いただき,感謝いたします.

当施設所属のポスドクであった奥平恭子氏・田端誠 氏・大坪貴文氏・黒澤耕介氏・鈴木絢子氏・河口優子 氏・平井隆之氏・野口里奈氏には施設運営や大学共同 利用研究に関する科学成果創出で助けていただき,感 謝いたします.当施設を外部からサポートしていただ いた木部勢至郎氏・町井渚氏・小野瀬直美氏には感謝 いたします.

藤原銃の譲渡では藤原顯氏に大変お世話になった. 横型銃の整備において、立川敬二氏・矢野創氏・加藤 明氏・川北史郎氏にお世話になった.

横型銃のサボ開発では,佐藤英一氏・元屋敷靖子氏・ 川合伸明氏・斎藤洋氏・鶴井健司氏に,縦型銃のサボ 開発では,荒川政彦氏・保井みなみ氏には大変お世話 になった.

スペースプラズマ共同利用・超高速衝突実験施設を 利用し,成果をあげていただいている全ての共同利用 申請被採択者とその共同研究者に感謝いたします.

査読者として,原稿を丁寧に読んでいただき,大変有 益なコメントをくださった匿名の査読者に心より感謝 いたします.

本研究はJAXA宇宙科学研究所スペースプラズマ (超高速衝突実験)共同利用のサポートを受けている.

参考文献

- [1] 柳澤正久, 矢守章, 1995, 遊星人 4, 11.
- [2] 中村昭子, 門野敏彦, 1995, 遊星人 4, 3.
- [3] Kawai, N. et al., 2010, Rev. Sci. Instrum. 81, 115105.
- [4] 堀江孝佑他、2015,平成25年度スペースプラズマ 研究会・講演集,44.
- [5] Niimi, R. et al., 2012. Astrophys. J. 744, 18.

- [6] Okochi, T. et al., 2015, Orig. Life Evol. Biosph., 195.
- [7] 奥平恭子他, 2007, 遊星人 16, 316.
- [8] Ootsubo, T. et al., 2010, ApJ. 717, L66.
- [9] Tabata, M. et al., 2011, Bio. Sci. Space 25, 72.
- [10] Kurosawa, K. et al., 2012, Earth Planet. Sci. Lett. 337-338, 68.
- [11] Hirai, T. et al., 2014, Planet Space Sci. 100, 87.
- [12] 杉田精司他, 2015, 遊星人 24(本号).
- [13] 道上達広他, 2015, 遊星人 24(本号).
- [14] 山本聡 他, 2015, 遊星人 24(本号).
- [15] 岡本千里 他, 2015, 遊星人 24(本号).
- [16] 川北史郎, 2015, 遊星人 24(本号).
- [17] 東出真澄他, 2015, 遊星人 24(本号).

エポックメイキングな隕石たち(その6): Murchison隕石~地球外有機化合物の証拠~

奈良岡 浩1

2015年6月25日受領, 査読を経て2015年7月22日受理.

(要旨) 1969年にオーストラリアに落下した Murchison 炭素質隕石にはさまざまな地球外有機化合物が発見 された.とくに、地球外での有機物の成因やアミノ酸のD/L体分布,前太陽系物質などについて多くの情 報をもたらしている.

1. はじめに

隕石中に有機物が存在するとの報告は古く18世紀 からなされているが[1],地球外有機化合物の存在を 確固にした隕石としてMurchisonは有名である.落下 後ほぼ半世紀が過ぎようとする現在でも,新しい分析 法開発も相まって,Murchison隕石からは有機物に関 する多くの重要な研究成果が報告されている.比較的 落下量も多いために地球外物質の有機物研究の標準的 試料ともなっている.本稿では主に有機物の視点から Murchison隕石の概略とエポックメイキングな研究を 述べる.

2. Murchison隕石の落下

Murchison隕石は1969年9月28日午前11時頃(現地 時間)にAustralia, Victoria州Murchison近郊(36°37'S; 145°12'E)にシャワーとして落下した. 当時, 生命の 起源・化学進化研究の勃興期であり, Urey, Anders, Hayesらの宇宙地球化学の大御所らによって隕石有機 物の起源がまさに議論されていた時でもあった[2]. MurchisonはCM2炭素質コンドライトに分類され, 他のCM2であるMighei(1889年6月18日, 8 kg), Murray(1950年9月20日, 13 kg)に比較して, 量が多 く落下年代も最も新しい. 落下総重量は100 kg以上で, 最大の破片は7 kgとの報告がある[3]. 当時, NASA Apollo計画の真只中であり(Apollo 11号による人類初 の月面着陸は同年7月20日), 月試料の分析体制が整 っていたアメリカにより, その多くが採集された. Chicago Fields博物館に49.5 kg, Smithsonian博物館に 30 kg, Arizona State Univ.に7 kg所有されている[3]. 筆者がAustraliaの博物館を訪ねた時, 隕石展示コー ナーにMurchisonという名札だけがあり, 実物が無か ったのにはがっかりした. ちなみに1969年は惑星物 質研究にとって奇跡の年であり, Murchison, 月の石 の他に, Allende隕石落下(2月8日)や日本南極地域観 測隊による南極隕石の発見もなされている.

3. Murchison隕石の炭素

Murchison隕石の基本的な鉱物記載は1973年に Smithsonian博物館より冊子として出版され、オンラ インにより無料で入手できる[4].全炭素量は約2 wt% で、そのほとんどは有機物として存在している.また、 約10 wt%の水の大部分を含水ケイ酸塩の結合水とし て含んでいる.有機物の多くはあらゆる溶媒に不溶な 有機物(Insoluble Organic Matter, IOM)で、複雑な高 分子状アモルファスとして存在するが、溶媒に可溶な 有機物(Soluble Organic Matter, SOM)には炭化水素 のような無極性化合物からアミノ酸やカルボン酸のよ うな極性化合物まで非常に多くの化合物が含まれる. 他の炭素を含む鉱物としては calcite などの炭酸塩や

^{1.} 九州大学大学院理学研究院地球惑星科学部門 naraoka@geo.kyushu-u.ac.jp



図1: Murchsion隕石の薄片写真 黒色マトリックス中のコンド リュールが水質変成によって本来の形状を失っているのが わかる.長辺約8mm.

超微量のプレソーラー粒子(グラファイト,ダイヤモ ンド,炭化ケイ素)も存在する.隕石母天体上での水 質変成のために,多くのコンドリュールは変質作用を 被り,タイプ3のような球形を保っていない(図1). また,カンラン石などの無水ケイ酸塩は水と反応して 含水ケイ酸塩(粘土鉱物)となり黒色のマトリックスを 構成している.有機物は主にマトリックス部に存在し ていると考えられている.

4. 初期の有機化合物分析

Murchison隕石の最初の有機化合物分析結果は1970 年にNature誌に報告された[5]. 隕石の水抽出物を酸 加水分解したものを誘導体化して、ガスクロマトグラ フィー/質量分析(GC/MS)によりアミノ酸が分析さ れた*. グリシン(Glv)の他に、光学異性体をもつアラ ニン(Ala), バリン(Val), プロリン(Pro), グルタミ ン酸(Glu)などのアミノ酸はDLほぼ1:1のラセミ体で 存在していた. これらはいずれも地球上生物のタンパ ク質を構成するアミノ酸であるが、地球上の生物はL 型のみ用いている.これらの他に、α-アミノイソ酪 酸(AIB)やサルコシン(Sar. N-メチルグリシン)の非 タンパク質アミノ酸も見出され、アミノ酸が非生物的 に地球外で合成され得ることが初めて示された(図2 参照). Murchison以前の研究では隕石アミノ酸の分 布は堆積物や土壌中のアミノ酸分布と類似しており、 Glyの他にAlaやセリン(Ser)などはL体優位として存 在し、その分布は明らかに地球上での汚染を示す、 隕 石有機物の分析には地球上での汚染が常に大きな問題 となってきた. また. 脂肪族炭化水素はGCクロマト グラムにおいて、個々の化合物が分離されない盛り上 がり(Hump)として検出され、複雑混合物(Unresolved



図2: Murchsion隕石に報告された代表的な有機化合物の構造式と濃度(文献[15] [24]より).

*隕石アミノ酸の多くは加水分解でアミノ酸となる前駆体として存在している.また、アミノ酸は同じ分子内に(+)(-)を持つ両性イ オン(分子内塩)であり、揮発性を持たないため、直接GC分析ができない.通常はエステル化とアシル化により揮発性化合物に誘導 体化してからGC分析する. Complex Mixture, UCM)として報告された. アミノ 酸DL体分布や炭化水素UCMは多くの論争を引き起 こすことになる.

5. 隕石有機物の成因と論争

ここで隕石有機物の成因に関する仮説を簡単に紹介 したい.1)分子雲における極低温下で生成した星間分 子の寄与,2)原始太陽系星雲内での熱または光・宇宙 線による反応生成物が起源として考えられているが, 3)隕石母天体上における水質変成も有機反応に影響を 及ぼしている.しかし,IOMおよびSOM中にppmか らppb濃度で含まれる個々の有機化合物に関して,具 体的な起源および生成メカニズムはいまだにわかって いない.

星形成領域である分子雲には炭素数13までからな る120個以上の有機分子が発見され[6],地上では不安 定なイオンやラジカル種が存在することと地球物質に 比較して非常に重水素濃縮していることに特徴がある. Murchisonのバルク同位体組成は地球上のものと大き くは変わらないが,無極性から極性まで様々な溶媒で 有機物を抽出すると,とくに極性溶媒(水・アルコー ルなど)抽出有機物は重い同位体(D,¹⁵N)に濃縮して おり[7],少なくとも一部は分子雲環境からの寄与と 考えられている(後の個別化合物の同位体組成も参照).

一方で、原始太陽系星雲内にはH₂やCOが主に存在 し, 星雲の冷却に伴って適当な触媒存在下, フィッシ ャー・トロプッシュ型(Fischer-Tropsch Type, FTT) 反応(18世紀ドイツでの人造石油合成法Fischer-Tropsch反応に由来)で有機物が生成することが Anders率いるシカゴグループにより提案され. Murchison有機化合物をFTT実験生成物とともに分 析して比較された。脂肪族炭化水素のUCMは分析に 用いたGCカラムの分離能が低いためであり、高分離 能キャピラリーカラムで分析すると直鎖飽和炭化水素 (n-アルカン)が優位に存在し、FTT反応で得られる 炭化水素分布との類似性が主張された[8]. しかし. その後の注意深い分析により脂肪族炭化水素は多くの 脂環式炭化水素(シクロアルカン)混合物が主であるこ とが明らかにされ[9], n-アルカンの多くは汚染だっ た可能性がある. また、触媒としてのマグネタイトは 母天体上での変質鉱物であり、炭素化合物間での同位 体比分布が説明できないなど種々の問題があるものの, 原始太陽系星雲内でのFTT反応は可能性の一つとし て重要視されている.

熱-触媒によるFTT反応に対して,光や宇宙線など によるラジカル反応は広い意味でMiller-Urey(MU) 型反応と呼ばれる.Murchison中の有機化合物は同じ 炭素数では考え得るほとんどの構造異性体が存在し, 連続する炭素数にほとんどすべての同族体が存在し, かつ炭素鎖が長くなるにつれて存在量は減少する.そ のため,ランダムな炭素伸長が予想されるMU反応で 隕石有機物の生成過程が説明しやすい.

6. プレソーラー粒子

前太陽系物質であるプレソーラー粒子の発見もエポ ックメイキングであった.希ガス同位体の異常組成を 持つキャリアーを探すために多量のMurchisonを化学 処理することにより,プレソーラー粒子は発見された [10].単離したシリコンカーバイド(SiC),ダイアモン ド,グラファイトの個々の粒子は二次イオン質量分析 計(SIMS)により炭素や窒素などの同位体組成が分析 され,前太陽系物質が合成された星々の特徴(AGB星 や炭素星など)が明らかにされるなど多くの成果があ る[11].これらの他に,前太陽系に存在した核種を探 す試みがMurchisonを使って多く行われている.

7. 個別化合物同位体分析とアミノ酸 のD/L分布

世紀をまたいで活発に行われたのはMurchisonに含 まれる個々の有機化合物の同位体比分析(Compound-Specific Isotope Analysis, CSIA)とアミノ酸のD/L体 分析である. CSIAは個々の化合物の起源や反応過程 に関して重要な情報を提供し、とくに地球上での有機 物汚染を評価するのに役立つ.最初のCSIAは低分子 炭化水素とカルボン酸の δ^{13} Cで行われ、地球上では 見られない重い値を示し、炭素数が増加するにつれて δ^{13} Cは減少した[12].このような同位体分布はアミノ 酸[13]や芳香族炭化水素[14]にも見出され、低温下で の炭素伸長反応時の速度論的同位体効果と考えられて いる.また、個々のアミノ酸の δ Dも+3000 ‰程度 まで重水素に富んでおり[15]、分子雲における極低温 下での生成過程の寄与が考えられている.



図3: Murchsion隕石中のイソバリンのL体過剰率と共存する蛇 紋石量の比較(文献[13]より作成).

落下直後の分析ではほぼラセミ体であった Alaに大 きなL体過剰が報告されたことも大きな論争となった. 一般にL体過剰は地球上での汚染と思われてきたが、 DL体それぞれの δ^{13} C, δ^{15} Nはほぼ同じ値で地球上に は見られない重い値であった[16]. ピークの重なりや 隕石の炭素・窒素を用いた地球上での生合成も考えら れた。1997年には地球上には存在しない2-amino-2.3dimethylpentanoic acid というアミノ酸がMurchison 中にL体過剰(エネンチオマー過剰率7.6%)で見つか った**[17]. その後,同じMurchisonでも隕石内の異 なる部位において、やはり地球上にほとんど存在しな いアミノ酸イソバリン(Isoval)のD/L比が異なり、カ ンラン石の水質変成で生じる粘土鉱物serpentineの量 が多いほどL体が優位に存在していた[18](図3).また、 他の炭素質隕石の分析結果も合わせて、水質変成度が 高いほどIsovalのL体優位性が報告されている[19]. 地球上の生物が使用しているアミノ酸に関しては、そ のL体過剰は地球上での汚染あるいは微生物による作 り換えによる寄与が常に疑われる。地球上での汚染を 考慮する必要のない地球外アミノ酸のL体過剰は隕石 が地球でのホモキラリティーの起源になり得るとの解 釈を与えた.

8. IOMと同位体ホットスポット

炭素質隕石中の有機物のほとんどはIOMであり, 古くからケロジェン様物質(kerogen-like matter)や巨 大分子(macromolecule)などと呼ばれてきた.窒素, 酸素,イオウも含む芳香族炭化水素からなる炭素骨格 を脂肪族炭化水素が架橋しているモデルがMurchison のIOMに対して提案されている[20]. IOMは同位体 的に非常に不均一であり,マイクロメートル領域で極 端にD,¹⁵Nに富むに同位体的ホットスポットがあるこ とがNanoSIMSなどにより発見されており,星間分子 からの寄与が考えられている.また,IOMの生成メ カニズムとして,ホルムアルデヒドの重合(ホルモー ス反応)も提案され[21],炭素質隕石に存在する有機 物グロビュール構造とも関係がある[22].

9. 超高分解能質量分析***

Murchisonからはさまざまな有機化合物が千種類ほ ど報告されてきたが、実際には分析・同定が困難な化 合物はもっと多く存在する.2010年にはMurchison のさまざまな溶媒抽出物をフーリエ変換イオンサイク ロトロン共鳴質量分析によって、超高質量分解能 $(m/\Delta m約90万)$ で分析することにより、m/z100~ 2,000の範囲に約16万のイオン質量ピークを検出し、 CHO, CHNO, CHOS, CHNOSからなる約5万の組成式 が決定された[23].一つの組成式には複数の構造異性 体、位置異性体などが存在し、CH, CHN組成からな る化合物も多く存在するので、Murchison中には数 十万の有機化合物が存在している。今までに地球外物 質に発見された化合物数はそれらの1%程度であり、 我々はいまだに地球外有機物について必ずしも多くの ことを知っていない。

Murchison隕石は今後も有機宇宙化学の発展に貢献 するであろう.

^{***}質量分解能m/Δmはイオン質量ピークの分離をピーク高 さの半分(Full width at half maximum, FWHM)で見分けるこ とで定義される。例えば、m/z 200でピーク半値幅を0.001Da で見分けられれば、分解能20万(m/Δm 200,000 at m/z 200)で ある。一般に分解能10万以上を超高分解能質量分析と呼び、 電子質量をも考慮する必要があり、イオン質量の組成式を決 定できる。

^{**}L-アミノ酸のD-アミノ酸に対する過剰率(エナンチオマー過 剰率; enantiomer excess, e.e.) は|(L-D)/(L+D)|×100(%)で 定義される.

謝 辞

本稿を書く機会と原稿にコメントをいただいた岡崎 隆司氏,野口高明氏,木村眞氏,藪田ひかる氏に感謝 申し上げます.

参考文献

- [1] Berzelius, J. J., 1834, Ann. Phys. Chem. 33, 113.
- [2] Studier, M. H. et al., 1965, Science 149, 1455; Urey,
 H. C., 1966, Science 151, 157; Hayes, J. M., 1967,
 Geochim. Cosmochim. Acta 31, 1395.
- [3] Catalogue of Meteorites. 4th Ed. 1985, Graham, A. L., Bevan, A. W. R. and Hutchison R. British Museum, London.
- [4] Mineralogy, Mineral-Chemistry, and Composition of the Murchison (C2) Meteorite. 1973, Smithsonian Contrib. Earth Sci. No. 10. Fuchs, L. H., Olsen E. and Jensen, J. Smithsonian Inst. Press. Washington D.C., http://www.sil.si.edu/smithsonian contributions/ EarthSciences/pdf_hi/sces-0010.pdf
- [5] Kvenvolden, K. et al., 1970, Nature 228, 923.
- [6] 理科年表, 2015, 国立天文台編 丸善.
- [7] Epstein, S. et al., 1987, Nature 326, 477.
- [8] Studier, M. H. et al., 1972, Geochim. Cosmochim. Acta 36, 189.
- [9] Cronin, J. R. and Pizzarello, S., 1990, Geochim. Cosmochim. Acta 54, 2859.
- [10] Lewis, R. S. et al., 1990, Nature 348, 293.
- [11] Amari, S. et al., 2014, Geochim. Cosmochim. Acta 133, 479.
- [12] Yuen, G. et al., 1984, Nature 307, 252.
- [13] Pizzarello, S. et al., 2004, Geochim. Cosmochim. Acta 68, 4963.
- [14] Naraoka, H. et al., 2000, Earth Planet. Sci. Lett. 184, 1.
- [15] Pizzarello, S. et al., 2006, In Meteorites and the Early Solar System II. 2006, Lauretta, D. S. and McSween Jr. Eds. Univ. Arizona Press, Tucson.
- [16] Engel, M. H. et al., 1990, Nature 348, 47; Engel, M. H. and Macko, S. A., 1997, Nature 389, 265.
- [17] Cronin, J. R. and Pizzarello, S., 1997, Science 275,

951.

- [18] Pizzarello, S. et al., 2003, Geochim. Cosmochim. Acta 67, 1589.
- [19] Herd, C. D. K. et al., 2011, Science 332, 1304.
- [20] Pizzarello, S. 2007. Chem. Biodiver. 4, 680; Derenne, S and Robert, F. 2010. Meteorit. Planet. Sci. 45, 1461.
- [21] Kebukawa, Y. et al., 2013, Astrophys. J. 771:19.
- [22] De Gregorio, B. T. et al, 2010, Geochim. Cosmochim. Acta 74, 4454; Hashiguchi M. et al, 2015, Geochem. J. 49, 377.
- [23] Schmitt-Kopplin, P. et al., 2010, Proc. Natl. Acad. Sci. 107, 2763.
- [24] Callahan, M. P. et al., 2011, Proc. Natl. Acad. Sci. 108, 13995.

系外惑星「遠い世界の物語」その6 ~SEEDSプロジェクトがとらえた原始惑星 系円盤の複雑な模様~

橋本 淳1

(要旨) SEEDS プロジェクトでは惑星形成を観測的に理解するために、すばる望遠鏡戦略枠観測において原始惑星系円盤の近赤外線高解像度観測を推進してきた。今回,惑星形成と特に密接に関連がある天体として、最近注目を集めている遷移円盤天体についてSEEDSでの観測結果を紹介したい。SEEDSが始まる以前から 遷移円盤には惑星との重力相互作用によって形成されたと考えられるギャップ構造が報告されていたが、 SEEDSの高解像度かつ高コントラスト観測によって、ギャップ構造のみならずスパイラル構造やディップ 構造など多様かつ複雑な微細構造が遷移円盤に付随していることが明らかになった。本稿ではSEEDSの遷 移円盤探査について概観し、SEEDS後の遷移円盤探査についての展望を述べたい。

1. 遷移円盤観測の小史

原始惑星系円盤は惑星の形成母体であると考えられ ている。その円盤において形成中の惑星存在の可能性 を早期に示唆したのは赤外線天文衛星IRASであった [1]. およそ25年前の話である. 惑星が円盤内に埋も れていると円盤との相互作用によりスパイラルアーム およびギャップ構造が円盤に励起されることが理論的 に予測されている[2]. ギャップ構造では円盤の面密 度が減少するため、赤外線における輝度が減少し、近 赤外線から中間赤外線における天体のスペクトルエネ ルギー分布(SED)にへこみが生じる(図1). IRASを 用いた観測により、若い天体のSEDにへこみが実際 に確認され、ギャップ構造を持たないのっぺりした円 盤とガスが消失した残骸円盤との中間の進化段階にあ ると考えられる円盤が観測的に報告されたのだ、現在 ではこのようなギャップ構造を持つ(と考えられてい る)円盤は、遷移段階にある円盤という概念に基づき、 遷移円盤と呼ばれている[3].

円盤そのものの直接撮像が困難であった1990年代 としては、ギャップ構造を特徴付ける中間赤外線にお

jun.hashimto@nao.ac.jp



図1: ギャップのない普通の円盤と遷移円盤のSED. 遷移円盤に はギャップ構造が付随するため、中心星近傍のホットなダ ストの面密度が下がり、近赤外線から中間赤外線における SEDにへこみが生じる.このため巨大なギャップが付随し ているか否かはSEDを調べることで判別すことが可能であ る.一方で、HL Tauに付随するような比較的細いギャッ プの有無をSEDのみから判断することはおそらく困難だろ う.

けるSEDの構築は、遷移円盤の構造を理解する上で 有効であったと考えられる.しかし、中間赤外線での 地上観測は水蒸気による影響が甚大で、特に比較的暗 いTタウリ型星の詳細なSEDの構築には宇宙からの 分光観測を待たねばならなかったようだ.その後、21 世紀なるとスピッツアー宇宙望遠鏡が打ち上げられ、 中間赤外線における高精度の分光観測が可能となり、 ギャップ構造の特徴付けのみならず、遷移円盤の新規 検出数も飛躍的に増加した.広域赤外線探査衛星 WISEの活躍もあり、現在までに450天体程度の遷移

自然科学研究機構アストロバイオロジーセンター・自然科学 研究機構国立天文台



図2:同時偏光差分撮像の概念図.天体に付随する線分は偏光ベクトルを示す.HiCIAOでは直交する2 つの偏光成分を同時に検出することができる.このとき,星の光は無偏光なので,偏光子通過後 も2つの偏光成分は同じフラックス密度になる.さらに同時撮像であるため星像が一致し,差分を とることで星の成分を精度よく差し引くことができる.このようにして,高コントラストの円盤 の偏光強度図を得ることができる.

ぎょしゃ座 AB 星に付随する原始惑星円盤



図3: ぎょしゃ座AB星に付随する原始惑星円盤. HiCIAOの偏光 差分法では、半径22天文単位までの偏光強度を検出できている(左図). 一方で、従来の参照星差し引きによる方法では、引き算の誤差が大きいため半径120天文単位以内の構造を検出することは難しかった(右図).

円盤が報告されている[4].

画像として遷移円盤のギャップ構造(内縁円盤は一 般にスケールが10天文単位未満で輝度が弱く,実際 の観測ではギャップ構造ではなく穴構造に見えてい た)を観測し始めたのは2005年頃からで,電波干渉計 による貢献が大きい.可視光や近赤外線では明るい中 心星のために,当時は半径100天文単位以内の円盤構 造を検出することは困難であったが,電波の観測波長 域ならば星のフラックス密度は弱く,円盤からの熱放 射をとらえることが可能であるため,ギャップ構造を 検出しやすかったのだろう.また,電波干渉計による 遷移円盤の観測例が増加し始める頃の,赤外線観測に よる日本人の活躍も忘れてはならず,すばる望遠鏡を

PDS70 に付随する遷移円盤



図4: PDS70に付随する遷移円盤の偏光ベクトルマップ. 左図で は、本来なら中心星に対して垂直になるべき偏光ベクトル が装置偏光などの影響により円盤短軸の方向に比較的揃っ たようなパターンになっている. 右図は揃った偏光ベクト ルを補正したもの.

用いた観測により中質量星 HD142527 に付随するバナ ナ構造のような円盤の検出に成功している[5]. 今日 では,

サブミリ波干渉計(SMA)やALMA望遠鏡,さらに後 述するすばる望遠鏡による偏光差分撮像の成功により, 20天体ほどの遷移円盤が空間分解されており,ギャ ップ構造だけではなくスパイラルアーム構造や非対称 構造,オフセット構造などが報告されている[6].

2. SEEDSプロジェクトにおける円盤探査

2009年からスタートした SEEDS プロジェクト[7] で は、すばる望遠鏡に設置した高コントラストカメラ



図5:SEEDS円盤ギャラリー.ギャップ構造だけではなく、スパイラル構造や非対称 構造、オフセット構造などの複雑な微細構造が見つかった.これらは全て、形成 中の惑星との重力相互作用で生じたかもしれない.

HiCIAOを用いて系外惑星および原始惑星系/残骸円 盤の探査を行ってきた.プロジェクトの説明について は葛原昌幸氏の執筆記事[8]を参照して頂きたい. SEEDSの円盤探査においては偏光差分法を用いるこ とで円盤のより内側の構造(惑星形成に密接に関連す ると思われる半径100天文単位以内)を検出すること に成功している.偏光差分法とは,円盤の散乱光が偏 光しているのに対し,星の光が無偏光であるという性 質を利用して,入射光を直交する2つの偏光成分に分 けて「同時」に撮像し,それらの差分を行うことで円 盤の散乱光のみを効率的に検出しようとする観測方法 である(図2).同時撮像というのがキーポイントであ る.

SEEDS以前の円盤探査では、円盤天体の観測(オブ ジェクトと呼ぶ)を行った直後に、主星の成分を引き 算するための参照星の観測(参照星)を行い、オブジェ クトから参照星の引き算をすることで円盤の散乱光を 取り出そうとしていた.しかし、オブジェクトと参照 星の時間差のある観測では、一般的に大気の状態が異 なるため、主星の成分をうまく引き算して円盤の散乱 光を得ることは大変難しい.なぜなら天体から放出さ れた光の波面は整っているが、観測中に望遠鏡と天体 の間を大小さまざまなスケールの水蒸気の塊が通過し ているため、望遠鏡に届くころには波面が乱れてしま っているからだ.補償光学により乱れた波面を補正し てはいるものの、完全に補正することは難しく、時間 差のある観測では波面が異なっているためどうしても 天体の像が揺らいでしまう.このため、従来の差分方 法では円盤の半径100天文単位以内を精度良く観測す ることは困難であった.それに対し、偏光差分法では、 直交する2つの偏光の同時観測を行っているため、波 面が(ほぼ)同じと考えられ、主星の成分を精度良く引 き算できるのである(図2;図3;[9]).

だが、偏光差分撮像はSEEDSが初めて行ったわけ ではなく、他の8 m級望遠鏡(ジェミニ望遠鏡やVLT など)でも観測例は少ないものの偏光観測は行われて いた[10]. 一般に、8 m級望遠鏡だと観測装置も巨大 化し複雑化するため、装置起源の偏光(装置偏光)が無 視できず, 偏光観測は困難だと考えられていた. 実際 に円盤天体を観測してみると、本来なら中心星に対し て垂直になるべき偏光ベクトルが、ある方向に揃った ようなパターンになってしまう天体がある(図4左: [11]). このような偏光パターンになってしまった天体 を運悪く観測してしまった研究者は、装置偏光によっ て観測データそのものが信用できないと思ったのかも しれない. そのために他の8m級望遠鏡における円盤 の高解像度偏光観測は積極的に行われてなかったので はないかと筆者は予想している. 幸い, SEEDSプロ ジェクトでは装置偏光を補正して偏光ベクトルを復元 できており(図4右: [11])、上記のような事情もあって か競合相手が少なかったために、他に先駆けてたまた ま運よく成果を出すことができたと考えている. 我々



PDS70に付随する遷移円盤

図6: PDS70に付随する遷移円盤の近赤外線偏光強度図(1.6ミク ロンメートル;左)とダスト連続波画像(1.3ミリメートル; 右). 近赤外線で見ると円盤のギャップの半径が65天文単 位だが、ダスト連続波で見るとギャップの半径が80天文単 位に広がって見える.

はラッキーだったのだ.

3. SEEDS円盤探査における成果

3.1 2つの新発見

SEEDSプロジェクトの円盤探査での新発見は主に2 つあるだろう.1つ目はスパイラル構造(図5:[12])の 発見で、もう1つは波長ごとにギャップの大きさが異 なる天体(図6: [11])の発見である。スパイラル構造に ついては未発表天体を含めるとこれまで5天体ほど見 つかっており、武藤恭之氏の執筆記事[13]に詳しいの で参考にしていただきたい. 2つ目の波長ごとにギャ ップの大きさが異なる天体については、(手前味噌で 恐縮だが)著者らが発表したPDS70(図6)という天体 を例に紹介したい。PDS70は0.8太陽質量で、年齢が 100万年のオーダーだと考えられており、我々の太陽 の若かりし頃だという言い方もできるかもしれない. この天体には近赤外線(波長1.6ミクロンメートル)で 観測すると半径65天文単位のギャップがあるように 見える(図6左)が、電波干渉計(波長1.3ミリメート ル)による観測では半径80天文単位に広がって見える (図6右).一般に、近赤外線観測ではレイリー散乱に よって円盤表面のサブミクロンサイズの「小さなダス ト」の分布をトレースし、電波の波長域では円盤中央 平面にある質量吸収係数が大きなミリメートルサイズ の「大きいダスト」をトレースすると考えられている. したがって、図6の結果を言い換えるなら、「小さな ダスト」の円盤は半径65天文単位のギャップを持ち、

「大きなダスト」の円盤は半径80天文単位のギャップ を持っていることになる. SEEDSではこのように見 ている波長で円盤のギャップのサイズが異なることを 発見したのである。では、なぜ波長によって、もしく はダストのサイズによってギャップの大きさが異なる のだろうか?単純に、ギャップのサイズは両ダストに おいて同じであるが、近赤外線は円盤表面をトレース するためギャップの壁が光っており、一方で電波では、 輝度は円盤面密度の構造を反映するため、ギャップの 壁の少し外側の面密度のピークがより明るくなること で、近赤外線と電波でギャップのサイズが異なると考 えられるかもしれない.しかし、後述するように惑星 と円盤との重力相互作用でこれら異なるギャップが生 じたと考えると観測結果をうまく説明できそうなこと がわかってきたので、本稿では惑星起源説の立場で話 を進めたい.

3.2 サイズの異なるギャップ

惑星が円盤内に埋もれていると円盤にギャップを形 成することが理論的に予測されていることはすでに述 べた。このときダストとガスのカップリングを考慮し た「ダスト濾過作用[14]」と呼ばれるプロセスを導入す ることで、異なるサイズのギャップについて説明でき る可能性がある。もともとダスト濾過作用は、遷移円 盤の一見矛盾するように思える以下の性質を説明する ために検討された. (a) SEDから予想されるように, 遷移円盤の内縁円盤の面密度はギャップのない普通の 円盤に比べて小さくなっている: (b)中心星への質量 降着率は、ギャップのない普通の円盤と同程度である. これらがなぜ矛盾しているかというと、円盤のガスや ダストはその外縁部から質量降着によって内縁円盤に 向かって運ばれてくると考えられるため、質量降着率 が普通の円盤と同じならば、内縁円盤のガスやダスト は外縁円盤から再供給されて面密度も復元されると考 えられるからである、したがって、上記の遷移円盤の 性質を説明するには何らかのメカニズムを導入して, ガスだけを中心星へ降着させ、ダストは外縁円盤に押 し戻す必要がある.これがダスト濾過作用と呼ばれる 由来であろう.

一般に,小さいダストはガスとよくカップリングしているが,大きなダストはガスとあまりカップリングしない.このことは,砂埃(小さなダストの例)に息を



ダストろ過作用の数値計算結果

図7:ダスト濾過作用が機能した場合のガス(a)と大きなダスト(b)の面密度の数値計算結果およびそれらの動径プロ ファイル(c).1木星質量の惑星が半径20天文単位の軌道にあることを想定している.大きなダストは、惑星軌道 の少し外側に形成されたガスの圧力極大半径に集積するが、一方で、小さいダストはガスと良くカップルして中 心星へ降着するため、ダストの大小でギャップの半径が異なると考えられている。図はZhu、Z.氏提供、



図8:SEEDSで観測した約40天体の遷移円盤のうち、ダスト連続波でギャップが空間分解されている20天体の近赤外線での半径と電波干渉計での半径をプロットしている(左).近赤外線でギャップが分解できていない天体については、空間分解能を上限値としている.系統的に近赤外線でのギャップの半径の方が小さくなっている.さらに2つの半径の比をdepletion factorの関数としてプロットすると(右)、分散が大きいものの、右下がりの可能性があることが分かった.このことは、ギャップの面密度が小さいほど半径の比が小さくなることを示しており、惑星がギャップを形成した場合の描像と矛盾しない.

吹きかけると宙を舞うが,砂粒(大きなダストの例)に 同じことをしてもあまり動かないことを想像してもら えばよいだろう.今,惑星によって円盤内にギャップ が形成されたとする(図7;[15]).このとき,惑星の軌 道より少し外側にガスの圧力が極大となる場所ができ る.ガスの圧力が極大となる半径より少し内側もしく は外側では,圧力勾配のためガスはケプラー回転より それぞれ早くもしくは遅く回転していると考えられて いる.一方で,大きなダストはケプラー回転している ため,ガスの圧力が極大となる半径より内側ではガス の追い風を受けて角運動量を獲得し,反対に外側では 向かい風を受けて角運動量を失う.これにより,大き なダストはガスの圧力が極大となる半径に分布すると 考えられる. では,小さいダストはどのような分布が 予想されるかというと,ガスとよくカップリングして いると考えられるため,ガスと同様の分布が期待され る.図7を見ると,ガス(小さいダスト)と大きなダス トにおけるギャップの半径が異なっていることがわか る.大きなダストはガスの圧力の極大付近に鋭く集ま っているのに対して,ガス(小さいダスト)は惑星軌道 から極大半径に向かって緩やかに増加している.これ が,異なる波長で観測したときにギャップの半径が異 なっていた理由の一つだと考えられる.

3.3 ギャップは惑星が形成したものか?

ダスト濾過作用における数値計算[16]の予測による





と、ヒル半径が広がる重い惑星ほどガスの圧力が極大 になる半径が大きくなり、電波干渉計で観測した時の 大きなダストにおける円盤のギャップの半径(rmm)が 大きくなることが示唆されている。一方で、ガスとよ くカップリングした小さいダストにおける円盤のギャ ップ半径(ア近赤外)は惑星の質量にほとんど依存しない ため、これら2つの半径の比(Ratio=r_{近赤外}/r_{電波})は重 い惑星ほど小さくなることが予測されている. SEEDSプロジェクトでは遷移円盤を約40天体観測し ているため、このような傾向がみられるかを検証した. 用いたサンプルは、上記の2つ半径の比を導出したい ので、電波干渉計によってギャップが分解されている 20天体を使用している。まず、電波干渉計と近赤外 線の観測における円盤のギャップの半径の関係を図8 (左)にプロットした、その結果、近赤外線の観測にお けるギャップ半径 r_{近赤外}は電波干渉計観測におけるギ ャップ半径r_{電波}より系統的に小さいことが分かった. このことは惑星によってギャップが形成された場合の 結果と矛盾はしないだろう.

次に,惑星の質量と半径の比Ratioの関係を調べて みる.ただし,残念ながらギャップの中の惑星の確実 な検出例は非常に限られているため,惑星の質量の代 わりに depletion factor と呼ばれる物理量を用いる.

Depletion factorは図9のようにギャップの壁におい て円盤のダスト面密度がどのくらい減少しているかを 示すパラメータである.惑星が重くなると円盤との重 力相互作用が強くなるため,円盤面密度が下がること が予想されている[17]. よって, depletion factor が小 さいほど重い惑星が存在し,一方で, depletion factor が大きいほどギャップの中の惑星が軽い可能性がある ことが推測される. 図8(右)は depletion factor と半径 の比の関係を示したもので,はっきりとした傾向では ないが,depletion factor が小さいほど半径の比が小 さくなる傾向が見られる. この観測結果についても, ギャップが惑星によって形成された場合の傾向と矛盾 はしないだろう.しかし,depletion factor が小さく なると、半径の比の分散が大きくなっており,惑星起 源以外の物理的要因も含めて考慮すべきなのかもしれ ない.また,近赤外線の観測において、ギャップの半 径が非常に小さい天体は、ギャップが分解できていな いため、具体的な半径の比を導出するためにもフォロ ーアップ観測が必要なことは言うまでもないだろう.

4. まとめと今後の展望

SEEDSでは惑星形成の観測的研究という観点から 惑星探査のみならず円盤探査も行ってきた.ここでは, 最近注目を集めている遷移円盤について紹介してきた が,SEEDSではギャップのない普通の円盤や多重星 の周りの円盤の観測も行ってきた.遷移円盤の探査の 結果,スパイラル構造やギャップ構造の発見を初めと し,統計的な解析の結果からも,惑星が存在する仮定 して大きく矛盾はしないことがわかってきた.今後は, 惑星起源説の確認ために,すばる望遠鏡で本格運用さ れる極限補償光学SCExAOを用いて,ギャップ内に 存在するであろう形成中の惑星の直接撮像が期待され る.

スパイラル構造に関しては、惑星起源説だけではな く、磁気回転不安定説や重力不安定説などによるスパ イラル構造の励起も提唱されており、さらなる検証が 必要だろう.具体的には、惑星起源であればスパイラ ル構造は惑星と共回転するためスパイラルの形は崩れ ないが、不安定説起源だと、円盤のケプラー回転に伴 いスパイラルの形が時々刻々と変化していくと予想さ れる.このような時間変化を定期的な観測によって検 出することで、スパイラル構造の起源に迫ることがで きると考えている.

ギャップ構造に関しては、ダスト濾過作用を仮定す ると観測結果を説明できる可能性があることがわかっ てきたが、ダスト濾過作用説の観測的証拠はまだ見つ かっていない、直接的な観測証拠としては、ALMA を用いて図7のような観測結果を得ることだと考えて いる、つまり、ガスのギャップがあって、大きなダス トの面密度がそのギャップより内側では急激に減少し ているという観測結果である、ALMAによる追観測 によってSEEDSで検出されたギャップ構造の起源に さらに制限を加えることができるだろう、

謝 辞

本原稿は著者の博士論文の一部を引用しており、博 士論文の指導をしてくださった田村元秀氏に大変感謝 いたします. 田村氏にはまた, SEEDSプロジェクト のP.I.として、著者に「YSOにおける惑星探査および 円盤探査カテゴリーのとりまとめ役」という貴重な機 会を与えて頂き、非常に有意義な経験を積むことがで きたことを合わせてお礼申し上げます. 高コントラス ト装置HiCIAOの偏光差分撮像における装置偏光の補 正に際し、周藤浩士氏にはとてもお世話になりました. 揃った円盤の偏光ベクトルの補正に際し、高見道弘氏 には的確なアドバイスを頂きました。120夜におよぶ SEEDS観測中、真夜中にも関わらず、早野裕氏、美 野和陽典氏, Jeschke, Eric 氏, 稲垣豪志氏には何度も 技術的なトラブルの対応をして頂きました。また、ハ ワイに常駐し,SEEDS観測が滞りなく遂行されるよ うにHiCIAOの日々のメンテナンスや実際のSEEDS 観測を主導された工藤智幸氏には頭が上がりません. ここには全て書ききれませんが、SEEDSプロジェク トの遂行に関わってこられたすべての方に感謝いたし ます. 最後に. 成田憲保氏には惑星科学誌に寄稿する 機会を与えて頂きました. どうもありがとうございま した.

図2, 3, 4, 5, 6で使用している観測画像は, ApJお よびPASJより転載許可を得ています.

参考文献

- [1] Strom, K. M. et al., 1989, AJ 97, 1451.
- [2] Kley, W. and Nelson, R. P., 2012, ARA&A 50, 211.
- [3] Espaillat, C. et al., 2014, in Protostars and Planets VI 914, 497.

- [4] Koepferl, C. M. et al., 2013, MNRAS 428, 3327.
- [5] Fukagawa, M. et al., 2006, ApJ 636, 153.
- [6] Pérez, L. M. et al., 2014, ApJ 783, 13.
- [7] Tamura, M., 2009, in Proc. Exoplanets and
- Disks: Their Formation and Diversity, 11.
- [8] 葛原昌幸 他, 2013, 遊星人 4, 255.
- [9] Hashimoto, J. et al., 2011, ApJ 729, 17.
- [10] Potter, D. E., 2005, in Proc. Astronomical Polarimetry: Current Status and Future Directions ASP Conference Series 343, 143.
- [11] Hashimoto, J. et al., 2012, ApJ 758, 19.
- [12] Muto, T. et al., 2012, ApJ 748, 22.
- [13] 武藤恭之他, 2013, 天文月報 106, 195.
- [14] Rice, W. K. M. et al., 2006, MNRAS 373, 1619.
- [15] Zhu, Z. et al., 2012, ApJ 755, 6.
- [16] de Juan Ovelar, M. et al., 2013, A&A 560, 111.
- [17] Kanagawa, K. et al., 2015, ApJ 806, 15.

遊星百景「私のお気に入りの地形」その1 ~Vallis Schröteri~

本田 親寿1

今号からお気に入りの惑星・衛星の地形を紹介する 連載コラムが始まりました. 今後の連載方法について あまり考えないまま試験的にスタートしました. 連載 の当番は当面私から指名して進めていこうと考えてい ます. 地形の話題でどれほど連載が続くか不安ではあ るのですが, 進め方や内容について皆さんからのご意 見をお待ちしております.

さて、表題にある「Vallis Schröteri(IAUで定義さ れた名称)」は月の表側(51.58°W, 26.16°N)に存在し、 その名前は時折「Schröter's Valley」ともウムラウトを 省略して「Schröter's Valley」とも記載されることがあ ります.名前の通りにJohann Schröter(1745-1816)が 発見したため後生名付けられたと予想していたのです が、どうやらあるサイトのまとめ[1]によると Christiaan Huygens(1629-1695)によって存在が記録 されていたそうです.これだけ古い時代から観察され ていたこの地形は、長さ155 km、最大幅6 km 平均深 さ500 mの蛇行した谷です. さらにこの蛇行谷の中を 非常に蛇行した細い谷が存在することも1960年代以 降知られています. この大きな蛇行谷の一端がコブラ ヘッド状の噴火口跡のような様相を呈しており、この 蛇行谷とその周辺の中型の蛇行谷を含めて溶岩流によ って形成されたことが様々な研究によって示唆されて きました[e.g., 2]. また、この蛇行谷の存在する Aristarchus Plateau周辺には規模の小さな蛇行谷が 群を為しています.局在している蛇行谷群の形成メカ ニズムを理解することによって、月における溶岩の噴 火様式の多様性(もしくは普遍性)が分かるかも知れな いと期待しています. さらに、地形の風化や地殻変動 などによって見え難くなった地球の洪水玄武岩溶岩を 理解するための研究フィールドにもなるのではないか と期待しています.



図1:かぐや/TC画像データ(モザイク).地形を見やすくするため、画像のコントラストを変更しています.

http://www.astrosurf.com/re/first_lunar_maps.pdf
 Williams, D. A. et al., 2000, J. Geophys. Res. 105, 20189.

「過去現在未来の地球物理探査に基づく月内 部構造の理解」セミナー開催報告

花田 英夫¹, 原田 雄司²

1. 概 略

2015年5月21日~22日に国立天文台水沢VLBI観測 所にて「過去現在未来の地球物理探査に基づく月内部 構造の理解」と題するセミナーが開催された.このセ ミナーの当初の目的は月の潮汐変形を通じた月内部構 造の理解であったが,実際のセミナーの内容は特に上 記のテーマだけに制限されず,その他の関係するトピ ックを伴なう広範な議論も行われた.このセミナーで は複数の研究機関により多点接続され,主会場となっ た国立天文台水沢の他にも,テレビ会議やSkypeを通 じて東北大学地学専攻,パリ地球物理学研究所,等の 国内外の機関とも接続されて活発な議論が行われた.

2. セミナーの内容

本学会のメーリングリストに配信されたセミナーのプ ログラムを下記に再掲する.

但し各講演に対する充分な質疑応答の時間の確保の為,

5月21日(木)		
過去現在未到	をの地球物理探	査に基づく月内部構造の理解-1(13:30~16:30)
13:30-14:00	並木則行	RISEの現状と将来
14:00-14:30	山田竜平	地震観測と月の内部構造
14:30-15:00	原田雄司	月の低粘性層における潮汐散逸の話
15:00-15:30	松本晃治	測地観測と月の内部構造
15:30-15:45	休憩	
15:45-16:15	Mikhail Barkin	Precession, nutation, polar motion and variations of
		LOD of the Earth and the Moon
16:15-16:30	総合討論	
17:30-20:00	懇親会	

1. 国立天文台RISE 月惑星探查検討室 2. 澳門科技大学太空科学研究所

hideo.hanada@nao.ac.jp

過去現在未来	その地球物理探	査に基づく月内部構造の理解-2(9:00~11:30)
09:00-09:30	野田寛大	はやぶさ2とJUICEのレーザ高度計観測の科学と技術
09:30-10:00	押上祥子	レーダー観測と月の表層構造
10:00-10:30	荒木博志	LLRの開発の現状と今後
10:30-11:00	花田英夫	ILOMの開発の現状と今後
11:00-11:30	総合討論	
11:30-13:30	休憩	
過去現在未来	その地球物理探	査に基づく月内部構造の理解-3(13:30~15:30)
13:30-14:00	長澤亮佑	月回転・軌道・内部構造解析のソフトウェアの開発
14:00-14:30	楊永章	月回転のデータ解析
14:30-15:30	原田雄司	ラブ数の理論的背景

特に厳密な時間制限は課されなかったので、実際の時 間配分は若干上記と異なる. その題目から示唆される 様に、このセミナーでは主に月を対象とした地球物理 学的探査に関する話題が提供された. ここで言う地球 物理学的探査とは測地学的探査、地震学的探査、そし てレーダーによる探査等である。特に講演者の多くが 属する国立天文台RISE月惑星探査検討室の主軸は惑 星測地学的手法であり、それに関連する固体天体の形 状に対するレーザ高度計測。及び天体の重力や回転の 計測,等が話題の中心であった.それらと共に地震計 やレーダーの技術も取り扱われた。講演内容は多岐に 渡り, 例えば先行研究の概観や講演者自身の現時点で の研究結果に関する発表に留まらず、国立天文台内外 の月惑星探査計画の現状、その一環であるハードウェ アやソフトウェアの開発等の報告も行なわれた.加え てセミナーの最後には、固体天体のグローバルな変形、 特に潮汐変形の数値計算を取り扱う上で重要な各種パ ラメーターの導出に関する理論的背景の紹介も行なわ

れた. セミナーの議論の対象も必ずしも月に限らず, 時には太陽系小天体や木星系の探査にも話が及んだ.

3. セミナーの成果

本セミナーを通じて得られた主な成果は、セミナー の題目に興味を持つ研究者の間で、月等の固体天体の 内部探査に関する現状の理解を深化させる事が出来た 点だと考えられる.それと同時に内外の状況を整理し た上で将来の方針について検討する機会も得られた. そうした観点では、このセミナーが国立天文台で開催 された事、及び他の研究機関、特に天体内部構造の点 においてパリ地球物理学研究所からも参加して頂いた 事は、当該の諸問題に対する議論を行なう上で好都合 であった.それによって幅広い意見交換や情報共有が 可能となった.こうした関係者一同による多方面の議 論が可能な機会はプロジェクトの内輪ですら余り頻繁 には設けられないので、かなり貴重であった.更にセ ミナーには学生も参加しており、その関係で学生の研 究の進捗や先の進め方についても若干の話が出来た. それから変形の基礎的理論の紹介に関しては,それ自体は非常に古典的である為,それ程には興味を持たれないかも知れないとも最初は危惧されたが,逆に寧ろ聴く機会の少ない話題で興味深いとの感想を持った方々もいらっしゃった様であった.それらの一方で, 更に先のゴールであった筈の月の熱的状態や潮汐進化等,より高次の話題まで至らなかったのは反省すべき点である.

4. 謝 辞

本セミナーは国立天文台研究交流委員会より滞在型 研究員(セミナー実施型)の助成を受けて実施された. 又,本稿は既に委員会へ提出された報告書に基づいて 執筆されている.尚,本委員会の各種助成に関しては 以下のウェブサイトを参照されたい.

http://jouhoukoukai.nao.ac.jp/kouryuu/



図1:セミナーの様子.



2015年6月1日に,奈良女子大学において国際シン ポジウム「電波を用いた観測が切り拓く地球および惑 星大気科学」が開催されました(図1).これは,京都 大学生存圏研究所からの旅費等援助のもと,第287回 生存圏シンポジウムとして開催されたものです.

このシンポジウムは、電波科学の手法並びにその大 気観測データに強い関心を持つ国内の大気研究者が集 うと共に、欧州宇宙機関の惑星探査ミッションにおい て電波科学の研究者として活躍されているSilvia Tellmann氏を招聘し、地球及び惑星大気における諸 問題と、それを解決する術の一つとしての電波科学の 現状や将来の方向性などについて、専門性の高い議論 を行なうことを目的として開催されました。

シンポジウムの日程は,Tellmann氏が日本地球惑 星科学連合(JpGU)2015年大会にて発表するために来 日したタイミングに合わせて,JpGU大会の翌週に開 催することとしました.そのため,JpGU大会に参加 された方にとっては若干厳しい日程となってしまいま したが,関西にとどまらず東北,関東,中国,九州の 各地域からもご参加をいただきました.当日は,参加 者22名,計17タイトルの講演が行なわれました.発 表時間は20分(ひとり2テーマの場合は30分)とやや 長めに取ることで,参加者から活発な質疑応答が行わ れ,密度の濃い研究集会となりました.

プログラム編成においては、大きく分けると前半に 地球大気に関連する話題、後半に惑星大気に関連する 話題が割り当てられました.地球大気の話題としては、 まず、気象庁気象研究所の小司禎教氏、瀬古弘氏、國 井勝氏から、全地球型測位システム(GNSS)を用いて

1. 奈良女子大学 nogu@ics.nara-wu.ac.jp 得られる地上型 GNSS データや電波掩蔽データを数値 予報モデルに同化する手法やその結果に関する話題が 提供されました、これらの手法では、GNSSからの電 波の遅れなどを同化して,大気の温度や水蒸気量の分 布を改善し、降水予報等の精度を向上させます、具体 例として、ヤマセや台風の予測結果が示されました. 京都大学の齊藤昭則氏,京都大学生存圏研究所の山本 衛氏からは、電波を用いた地球電離圏観測に関する講 演が行なわれました. 齊藤氏の発表では、GNSSから の電波を日本各地に設置された受信機網で受信するこ とで電離圏総電子量の水平分布が得られることが示さ れ、ケーススタディとして東日本大震災の津波に伴っ て発生した大気重力波起源と思われる総電子量変動が 水平面内を同心円状に伝播する様子が鮮やかに示され ました. 山本氏からは、ソフトウエアの無線技術を用 いて衛星からのビーコンにより電離圏総電子量を観測 する手法が提案されました. 元山口大学の三浦保範氏 からは、地球の物質(粘土及び水蒸気)活動変化の観測 (SMAP)に関するNASAの研究のレビューが行われ るとともに、地球温暖化に関連して二酸化炭素(CO₂) 固定に関する基礎的実験の紹介が行なわれました.

後半の惑星大気のセッションでは、まずTellmann 氏から欧州での金星及び火星探査における電波科学の 科学成果が示されました。例えば、火星の下層及び中 層大気における気温変動振幅の大きさが昼間に大きく なると言う明確な時刻依存性があることが示されまし た.これは、昼間の活発な対流活動が大気重力波を励 起することで気温擾乱が発生していることを示唆しま す.東北大学の黒田剛史氏からは、木星と火星に関す る数値モデルの現状についての解説がなされました. 特に大気波動の観点から議論が行なわれ、木星対流圏 と成層圏間の波動を介した相互作用の重要性や、電波 科学による大気重力波観測への大きな期待が述べられ ました. 京都産業大学の佐川英夫氏からは. ミリ波及 びサブミリ波を用いた地上電波望遠鏡と干渉計による 惑星大気観測の概要が説明されました。金星観測を例 に取り、上層大気の風速場や微量成分の分布が ALMAなどの高性能な地上干渉計によって明らかに されつつある現状が紹介されました. 京都大学生存圏 研究所の津田敏隆氏からは、地球におけるGPS電波 掩蔽観測の例として, 大気重力波に関する一連の研究 成果が紹介され、中層大気における波動観測の重要性 とその意義が示されました。このような地球観測にお ける大気波動の研究の蓄積から、惑星大気への応用が 本格的に実施されるようになりました。 IAXA 宇宙科 学研究所の今村剛氏からは、日本の惑星探査における 電波科学のPIの立場から、これまでに日本で実施さ れてきた電波掩蔽観測の概要とその科学成果の報告が なされました. 海王星, 月, 太陽コロナの観測から得 られたユニークな結果と共に、2015年12月に金星周 回軌道への投入が予定されている 「あかつき」による 観測方針が紹介されました.同じく JAXA 宇宙科学 研究所の安藤紘基氏、宮本麻由氏からは、金星におけ る電波掩蔽観測の具体的な解析結果が示されました。 安藤氏は地球大気の数値モデルを金星に応用すること で、観測された極域の気温分布への新しい解釈を与え ました. 宮本氏は、地球大気で実績のある解析手法で

ある電波ホログラフィ法を金星の電波掩蔽観測にも導 入することで、従来よりも気温観測の高度分解能を大 幅に改善できることを示しました.奈良女子大学の野 口(筆者)は、米国の火星探査機による電波掩蔽観測デ ータを用いて、火星極夜における大気主成分(CO₂)凝 結に伴う大気組成比変動を考慮した独自のデータ再導 出手法を示しました.その再導出データを解析したと ころ、極夜のCO₂過飽和の発生が従来考えられていた よりも頻繁であり、また過飽和度もより高い可能性が 示唆されました.

当日の夜には,大学近辺において懇親会が開催され ました.会議中にできなかった議論の続きや,参加者 間の親睦を深める良い機会となりました.

本シンポジウムを通して、電波観測という共通の手 法を用いることで様々な観測対象にアプローチするこ とが可能であるということが参加者の間で実感されま した.研究対象や分野を越えて、国内外の研究者の交 流と関係強化を図ることができたと言えます.今後も 何らかの形でこのような話題に関する研究集会の開催 を継続的に行なえたらと考えています.惑星科学分野 の皆様にもご関心を持っていただけるような会合にし ていきたいと思いますので、またこのような機会があ りましたらぜひご参加いただけましたら幸いです. シンポジウムのWebページ:

http://www.e.ics.nara-wu.ac.jp/lab/epas-lab/rss2015/



図1:シンポジウム当日の様子.

第3回DTAシンポジウム「The Origins of Planetary Systems: from the Current View to New Horizons」開催報告

長谷川 靖紘¹, 大宮 正士², 深川 美里³

1. はじめに

2015年6月1日(月)~4日(木)の日程で、国立天文 台三鷹キャンパス大セミナー室にて第3回DTAシン ポジウム「The Origins of Planetary Systems: from the Current View to New Horizons」が行われた(図1).

1995年、ペガスス座51番星周りで人類史上初とな る太陽系外惑星が発見された.この発見を皮切りに、 6000(内,約4000は候補惑星)近くの系外惑星がこれ までに観測されている.これは、日本を含む世界各国 が競って行ってきた惑星探査サーベイの賜物であり、 こうしたサーベイは今現在も進行中である. また. 国 立天文台も参加している ALMA 望遠鏡も本格的な運 用段階に入った、格段に向上したその性能により、こ れまでにない高解像度なサブミリ観測が可能になりつ つある.実際に去年の11月にプレスリリースされた HL Tauの図は、惑星の誕生場所として考えられてい る原始惑星系円盤がリングのような溝(ギャップ)を幾 つも有することを示した.このギャップは惑星がその 場で今まさに形成している可能性を暗示するもので. 研究者のみならず一般の方にも大きな衝突を与えたこ とは記憶に新しい. また, HL Tauの図の注目すべき 点は、天体自体がまだ若く星形成段階にあると考えら れることである、これは、星・惑星形成が同時に起こ りうることを示唆している.以上のような革新的な観 測結果の急速な蓄積により、惑星系がどのように誕生 し、どう進化するかという我々の理解は大きく向上し つつある.そういった背景の下,惑星形成を中心に据

yasuhiro.hasegawa@nao.ac.jp



図1:会議中の様子、活発な議論・質疑応答が行われた、

えて、星形成・惑星形成・アストロバイオロジーを三 位一体で議論することが不可欠となってきている、今 回のシンポジウムは、上記3分野の発展・融合、また それを通じた惑星形成の包括的理解を目的として開催 された.

2. プログラム

本シンポジウムは「Current View of Planet Formation + HL Tau」、「Disk Formation in the Context of Star Formation I & II」、「Protoplanetary Disks I, II, & III」、「Exoplanets: Observations & Formation and Evolution」、「GI」、「Planetary Atmospheres + Future Missions + Astrobiology」の6セクションで構 成された(表1).

参加者は国内外の研究者総勢68名(内, 国内より60 名, 海外より8名). 星形成・惑星形成・アストロバ イオロジーについての最新研究の紹介及び分野間の情 報共有のため, 招待講演者を国内外から招集した(図

^{1.} EACOA Fellow,国立天文台理論研究部 2. 国立天文台太陽系外惑星探査プロジェクト室

^{3.} 国立天文台チリ観測所

第3回DTAシンポジウム「The Origins of Planetary Systems: from the Current View to New Horizons」開催報告/長谷川 他 295

表1:シンポジウムプログラム.

Monday, Jun 10:00-12:15 (e 1, Day 1: 135mins) Current view of planet formation + HL Tau	
10:00-10:10 10:10-10:55 10:55-11:40 11:40-12:15	Hasegawa, Yasuhiro (NAOJ) (SOC chair) Opening remark Adibekyan, Vardan (Institute of Astrophysics and Space Sciences – CAUP) (review) Heavy meteal rules: star-planet connection Kokubo, Eiichiro (NAOJ) (review) A Standard Scenario for Formation of Planetary Akiyama, Eiji (NAOJ) (keynote) ALMA Capabilities and Science Review of HL Tau	
13:30-15:30 13:30-14:15 14:15-15:00 15:00-15:20 15:20-15:30	 (120mins) Disk formation in the context of star formation I Sakai, Nami (RIKEN) (review) Disk Formation Traced by Chemistry Li, Zhi-Yun (University of Virginia) (review) Theory of Protostellar Disk Fromation Tsukamoto, Yusuke (RIKEN) (contributed) Two types of circumstellar disk evolution induced by the Hall term Poster short talks Matsumoto, Yuji (NAOJ), Okada, Kazsushi (the University of Tokyo), Ono, Tomohiro (Kyoto University) 	
16:00-17:40 16:00-16:45 16:45-17:05 17:05-17:40	 (100mins) Disk formation in the context of star formation II Machida, Masahiro (Kyushu University) (review) Disk Formation and Jet Driving in Collapsing Cloud Cores Kunitomo, Masanobu (Nagoya University) (contributed) Pre-main sequence evolution of low-mass stars: Effects of planet formation on stellar composition Discussion (discussion leader: Nakamura, Fumitaka) 	
Tuesday, Jun	e 2 , Day 2:	
10:00-11:50 10:00-10:45 10:45-11:30 11:30-11:50	 (110mins) Protoplanetary disks I Perez, Laura (NRAO) (review) Protoplanetary Disk Observations at Radio Wavelengths Nomura, Hideko (Tokyo Institute of Technology) (review) Chemical Processes in Protoplanetary Disks Aikawa, Yuri (University of Tsukuba) (contributed) Analytical Formulas of Molecular Ion Abundances and N2H+ Ring in Protoplanetary Disks 	
11:50-12:10	Fujii, Yuri (ELSI) (contributed) Non-equilibrium Ionization Degree and MRI in Protoplanetary Disks	
13:30-15:15 13:30-14:15 14:15-14:35	(105mins) Protoplanetary disks II Lyra, Wladimir (Caltech/JPL) (review) Gas dynamics in disks: planet signatures and dynamical instabilities Inutsuka, Shu-ichiro (Nagoya University) (contributed) The Origin and Fate of Rings in HL-Tau: Diversity of Planet Formation Mechanisms	
14:35-14:55 14:55-15:15	Sirono, Sin-iti (Nagoya University) (contributed) Collsion simulation of sintered icy aggregates Mori, Shoji (Tokyo Institute of Technology) (contributed) Electron Heating and Suppression of Magnetorotational Turbulence in Protoplanetary Disks	
16:00-17:40 16:00-16:45 16:45-17:05	(100mins) Protoplanetary disks III Dong, Ruobing (UC Berkeley) (review) Observational Signatures of Planets in Protoplanetary Disks Kanagawa, Kazuhiro (Hokkaido University) (contributed) Disk-planet interaction and gap formation induced by a giant planet in protoplanetary disks	
17:05-17:40	Discussion (discussion leader: Fukagawa, Misato)	
Wednesday, C 10:00-11:50 10:00-10:35 10:35-11:10 11:10-11:30 11:30-11:50	June 3, Day 3: (110mins) Exoplanets: observations Kusakabe, Nobuhiko (NAOJ) (keynote) SEEDS : Review of direct imaging explorations of exoplanets/disks with Subaru Hirano, Teruyuki (Tokyo Institute of Technology) (keynote) Probing the Dynamical History of Exoplanets: Spectroscopic Observations of Transiting Systems Omiya, Masashi (NAOJ) (contributed) Occurrence rate of giant planets around massive stars Kamiaka, Shoya (The university of Tokyo) (contributed) Re-characterization a gravity-darkened and precessing planetary system PTFO 8-8695	
13:30-15:35 13:30-13:50	(125mins) Exoplanets: formation & evolution Kominami, Junko (Tokyo Institute of Technology) (contributed) High-resolution, global N-body similaton of planetary formation: Outward migration of a protoplanet	
13:50-14:10 14:10-14:55 14:55-15:15 15:15-15:35	Wakita, Shigeru (NAOJ) (contributed) Constraints on planetesimals implying from Itokawa dust particles Chatterjee, Sourav (Northwestern University) (review) Dynamical Evolution of Planetary Systems Rieder, Steven (RIKEN) (contributed) Impact of stellar encounters on planetary systems Kobayashi, Hiroshi (Nagoya University) (contributed) Planet Formation and Debris Disks	
16:00-17:40 16:00-16:45	(100mins) GI Basu, Shantanu (University of Western Ontario)(review) Gravitational Instability in Early Disk Evolution and the Formation of	
16:45-17:05	Takahashi, Sanemichi (Tohoku University) (contributed) The revised criterion for the self-gravitational fragmentation of protoplanetary	
17:05-17:45	disks Discussion (discussion leader: Ida, Shigeru)	
Thursday, June 4. Day 4: 10:00-11:55 (115mins) Planetary atmospheres + Future missions 10:00-10:45 Lopez, Eric (University of Edinburgh) (review) Understanding Kepler's Super-Earth's & Sub-Neptunes 10:45-11:20 Fukui, Akihiko (NAOJ) (keynote) Atmospheric Study of Exoplanets by Transmission Spectroscopy 11:20-11:55 Narita, Norio (NAOJ) (keynote) Future Missions of Transit Surveys and Characterizations		
13:30-15:20 13:30-14:05 14:05-14:50 14:50-15:20	(110mins) Future mission + Astrobiology + concluding remark Sato, Bun'ei (Tokyo Institute of Technology); Omiya, Masashi (NAOJ) (keynote) Infrared Doppler planet search for Earth-mass planets Tamura, Motohide (NAOJ) (review) Exoplanet Researches at the NINS Astrobiology Center (ABC) Hasegawa, Yasuhiro (NAOJ) (SOC chair) concluding remark	
16:00 - 17:00 4D2U theater		



図2:集合写真、国内外より多くの研究者が参加した、

2). 具体的には、現Hubble & Jansky Fellowsを含む 海外の若手研究者や国内の活発な研究者などを招待し た、これにより、国内外で活躍する研究者の講演を直 に聴く機会のみならず、彼らと直接議論する機会をも 大学院生を含む国内の若手研究者に提供した.実際. 講演後の質疑応答や休憩・ポスター時間中に活発に議 論する参加者の姿が数多く見受けられた. また、国内 外の外国人研究者の参加に伴い、全てのセッションを 英語で行った、これは、DTA シンポジウムとしては 初の試みであり、「単にサイエンスとしての意義だけ ではなく、分野横断的な研究・理論と観測のコラボレ ーション・大学院生や若手研究者の育成を目的とした 研究会」というDTA シンポジウムの理念に「国際性」 というキーワードを新たに追加することが出来た. 一 般講演やポスターショートトークの時間も十分に取り, 大学院生を含む国内の若手研究者にも英語で講演する 機会を提供した(図3). その日に行われた講演・議論 を総括する「ディスカッションタイム」を1日ごとに設 け、分野の枠を超えた理論・観測研究が今後どう展開 できるかについて、参加者全員で議論した、そこでも 活発な議論が積極的に行われ、全体として大いに盛り 上がった.最後に、天文台の活動紹介として、4D2U ドームシアターで上映される3Dムービーを視聴した.

3. 講演概要

上述したように、本シンポジウムでは星形成・惑星 形成・アストロバイオロジーを三位一体で議論・討論 した.ここでは著者の印象に強く残った講演の一部に ついて紹介する.



図3: ポスターセッションの様子.

初日に行われた Vardan Adibekyan 氏(Institute of Astrophysics and Space Sciences, ポルトガル)の招 待講演では、系外惑星探査により既存の惑星形成理論 がどれほどの革新を迫られているのかについてレビュ ーがなされた、具体的には、ホットジュピターと言わ れる,中心星のごく近傍を公転するガス惑星の存在や スーパーアースと呼ばれる、太陽系には存在しない地 球よりも数倍重い惑星の発見である.また、中心星の 金属量と惑星の発見頻度についても議論がなされた。 現在の観測データによると、ガス惑星は金属量の高い 恒星の周りで高頻度で発見されている。その一方、ス ーパーアースなどの小質量惑星の発見と中心星の金属 量には相関がないことが示唆されている.これは、観 測された多くの系外惑星がコア集積モデルに基づいて 形成した結果であると考えられている. Adibekyan氏 は惑星と金属量の関係、特に小質量惑星を吟味する際 には細心の注意が必要であることを強調した.これは、 統計的な解析をするには小質量惑星の観測データがま だ不十分であることに起因する.

二日目のRuobing Dong氏(UC Berkeley, アメリ カ)の招待講演では、原始惑星系円盤の構造と惑星形 成との関連性について議論がなされた.これまでの円 盤観測により、原始惑星系円盤は様々な構造を持つこ とが知られている.具体的には、すばる望遠鏡を用い て行われた近赤外線の円盤・系外惑星サーベイ (SEEDS)が円盤表面にはギャップ・スパイラル・非 対称な構造が存在することを発見した.またSMAや ALMAのサブミリ観測も同様の構造を示唆した.こ れらの構造の真の起源は未だに謎であるが、惑星形成 がその一端を担っている可能性は大いにある.Dong 氏は二次元の流体シミュレーションと三次元の輻射輸送計算を組み合わせることでこの可能性を吟味した. 円盤中のギャップ構造は(幾つかの)ガス惑星で説明で きそうであるが、スパイラルや非対称な構造は難しい というのが今回の講演で明らかにされた.惑星起源を 含めた様々な可能性の統一的検証が今後重要になって くるであろう.

三 日 目 に はShantanu Basu氏(University of Western Ontario, カナダ)が中心星周りの円盤の重力 不安定性及びそれによる惑星形成についての招待講演 を行った. 円盤の重力不安定は円盤質量が大きい時に 起こる現象であり、星形成過程で誕生した星周円盤か ら,惑星のまさに元となる原始惑星系円盤へと進化す る段階に相当する部分である. ALMAで観測された HL Tau 円盤も星周円盤から原始惑星系円盤へと進化 する過渡期にあると考えられる. Basu氏は様々な初 期条件を用いて二次元の流体シミュレーションを共同 研究者らと実行し、円盤の重力不安定性が不可避なも のであることを示唆した.また、重力不安定によって 生じたclumpsが円盤中を移動すること、またそれが 反復して起こるアウトバースト現象を引き起こす一因 であることも議論された。円盤の重力不安定は、FU Ori星で確認されているアウトバースト現象など、幾 つかの円盤観測結果を再現できるが、問題点も存在す る. その一つが円盤質量の見積もりについてである. Basu氏らのシミュレーションは、サブミリ観測で推 測される円盤質量の5倍以上を予言している. 更なる 理論的・観測的研究が必要である.

シンポジウム最終日には、Eric Lopez氏(University of Edinburgh, イギリス)が惑星大気,及びその進化 についての招待講演を行った.惑星の大気は,その惑 星がどこでどのように誕生したかについての記録を含 有するだけではなく,その組成から生命起源の手がか りまでも内包する.現在行われている系外惑星大気の 観測によって,水やメタン,二酸化炭素など生命誕生 に必要であろうと考えられる分子が系外惑星の大気中 に存在することが分かってきた.これは,第二の地球 やハビタブル惑星の発見に大いに有用である.その一 方で,惑星大気の質量やその組成が中心星の放射によ って時間進化することも明らかになってきた.ホット ジュピターなどのガス惑星は自身の質量が大きいため に,その影響をあまり受けないが,スーパーアースな どの小質量惑星は大気の光蒸発を経験することが示唆 された.これは,惑星大気の観測により導き出される 結果と惑星形成とが線形的には結びつかないことを暗 示している.この複雑な関係を理解するためには,惑 星形成の更なる理解,特に惑星の組成計算が重要であ る.

4. 最後に

このように、本シンポジウムでは、昨今急速に進歩 する惑星形成及びそれに深く関連する星形成・アスト ロバイオロジーを包括的に議論し、各分野の発展はも ちろん、分野間の融合及びそれを通じた新たな共同研 究の促進を目指した、本シンポジウムがきっかけとな り、世界に類のない新たな研究活動が今後育まれるこ とを期待する.

本シンポジウムは国立天文台理論研究部より支給さ れたDTA経費及びEACOA Fellowshipを通じて支給 されたEACOA経費を元に開催された.シンポジウム の詳細は以下のURLを参照.

http://th.nao.ac.jp/meeting/dta2015a_planet/

日本惑星科学会2015年度秋季講演会 プログラム

2015年度日本惑星科学会秋季講演会実行委員会

●一般講演会

- 日時:2015年10月17日(土) 午後 場所:東京工業大学・地球生命研究所 ELSI-1 一階 〒152-8550 目黒区大岡山2-12-1
- **研究者と話そう**:若手研究者8名
- **対談**:火星と氷衛星
 - 登壇者 関根康人(東京大学地惑) 臼井寛裕(東京工業大学地惑) 司会 玄田英典(東京工業大学ELSI)
- LINEスタンプ作成ワークショップ:「理の惑星」

●秋季講演会

- **日程**:2015年10月14日(水)~10月16日(金)
- **場所**:東京工業大学・地球生命研究所 ELSI-1 口頭発表会場:1階東側ホール ポスター発表会場:1階西側
 - 会場へのアクセスは下記の秋季講演会ホームページをご参照下さい。
 - https://www.wakusei.jp/meetings
 - /fall_meeting/2015/index.html
- 講演数:□頭 102件,ポスター56件 最優秀研究者賞特別講演および 最優秀発表賞選考(□頭+ポスター)を含む

●プログラム概要

- ○10月14日(水)
- 08:30 受付
- 09:00 特別セッション 最優秀発表賞選考
- 10:40 口頭発表セッション1 惑星大気

- 11:35 学生, PDポスター発表フラッシュ1
- 11:50 昼食
- 13:00 口頭発表セッション2 氷衛星
- 14:50 口頭発表セッション3 火星,火星衛星
- 16:05 ポスターセッション1

○10月15日(木)

- 08:30 受付
- 09:00 口頭発表セッション4 衝突現象
- 11:35 学生, PDポスター発表フラッシュ2
- 11:50 昼食
- 13:00 ポスターセッション2
- 14:15 口頭発表セッション5 隕石, グレイン
- 15:45 口頭発表セッション6 惑星形成
- 17:20 総会
- 18:30 懇親会

○10月16日(金)

- 08:30 受付
- 09:00 **口頭発表セッション7** 惑星内部,系外惑星,アストロバイオロジー
- 10:50 口頭発表セッション8 はやぶさ2
- 11:50 昼食
- 13:00 最優秀研究者賞特別講演
- 14:00 口頭発表セッション9 月
- 15:30 口頭発表セッション10 小天体

●ロ頭発表プログラム

口頭発表の講演時間は特別セッション15分(3分間 の質疑時間含む),一般セッション9分(1分間の質疑 および交代時間を含む)です.下記では講演開始時刻, 講演番号,和文表題,第一著者名を掲載しています(註). 10月14日(水)

08:30-08:55 受付 08:55-09:00 開催挨拶.連絡事項

特別セッション(最優秀発表賞選考)

(座長:三河内岳)

- 09:00 S01 磁気流体波動がガス惑星の大気散逸と大 気構造に与える影響 田中佑希(名大)
- 09:15 S02 **原始惑星系円盤における高空隙率ダスト** の光学特性とその応用 田崎亮(京大)
- 09:30 S03 月SPA盆地形成により生じたimpact meltの層序と分化 上本季更(JAXA)
- 09:45 S04 **周惑星ガス円盤内で形成する巨大氷衛星** が獲得する原始大気 三上峻(北大)
- 10:00 S05 **大気中の氷成分凝縮がもたらす天王星熱** 進化問題への示唆 黒崎健二(東大)
- 10:15 S06 火星に環があったか?フォボスの地質学 的検討と数値計算による検証 菊地紘(東大)

10:30-10:40 休憩

- **ロ頭発表セッション1** 惑星大気 (座長:杉山耕一朗)
- 10:40 O1-01 衝突併合を考慮した系外惑星の雲モデ
 ル:定式化と地球の積雲観測との比較
 大野和正(東工大)
- 10:49 O1-02 **質量の異なる中心星周りにおける地球** 類似惑星の気候進化 門屋辰太郎(東大)
- 10:58 O1-03 原始太陽系星雲散逸期の火星形成:熱
 史と大気 内部間揮発性物質分配
 齊藤大晶(北大)
- 11:07 O1-04 水素 水蒸気大気をもつ地球型惑星の 海洋形成条件 濱野景子(東大)
- 11:16 O1-05 **放射対流平衡モデルによる水蒸気大気** の**圏界面温度の推定**大西将徳(神戸大)
- 11:25 O1-06 木星大気放射冷却に対する雲対流の寄与 高橋康人(北大)

11:35-11:50 **学生, PDポスター発表フラッシュ1**

11:50-13:00 昼食

- **ロ頭発表セッション2** 氷衛星 (座長:佐々木貴教)
- 13:00 O2-01 木星氷衛星探査計画 JUICEの概要と日 本からの参加 齋藤義文(JAXA)
- 13:09 O2-02
 JUICE 搭載サブミリ波分光計 SWI

 笠井康子(情報通信研究機構)
- 13:18 O2-03 JUICEレーザ高度計(GALA)による調
 査に向けたガニメデ表面の超高精細DEMの作
 成 押上祥子(天文台)
- 13:27 O2-04 JUICE Radio and Plasma Wave Investigation(RPWI): 氷衛星地下海への2つの アクセス可能性 笠羽康正(東北大)
- 13:36 O2-05
 JUICE レーザ高度計(GALA) による潮

 汐変形計測から探るガニメデの内部構造

 鎌田俊一(北大)
- 13:45 O2-06 JUICE レーザ高度計(GALA)がもたら すサイエンス 木村淳(東工大)
- 13:54 O2-07 微惑星の土星近接遭遇による潮汐破壊: 潮汐破壊過程の物理と土星リングの形成可能性 兵頭龍樹(神戸大)
- 14:03 O2-08 ガス抵抗による微惑星の捕獲と軌道進 化 末次竜(神戸大)
- 14:12 O2-09 惑星による小天体の一時捕獲:小天体の軌道と順行/逆行捕獲との関係
 樋口有理可(東工大)
- 14:21 O2-10 **土星系におけるインパクター起源の推** 定 平田直之(神戸大)
- 14:30 O2-11 周惑星円盤のモデル化と衛星移動につ いて 藤井悠里(コペンハーゲン大)

14:39-14:50 休憩

- ロ頭発表セッション3 火星,火星衛星(座長:臼井寛裕)
- 14:50 O3-01 火星衛星の起源について~現状整理と 展望,サイエンスの展開~ 玄田英典(東工大)
- 14:59 O3-02 リターンサンプルからさぐる火星衛星の起源 橘省吾(北大)
- 15:08 O3-03 **火星衛星の構成物に関する観測的制約** と今後の課題 宮本英昭(東大)
- 15:17 O3-04 **火星大気表層ダスト・水循環の周回衛 星観測** 今村剛(JAXA)

- 15:35 O3-06 **火星衛星から探る火星圏** 寺田直樹(東北大)
- 15:44 O3-07 微小鉄コンクリーションの形成に対す る砂岩の粒度の影響 城野信一(名大)
- 15:53 O3-08 火星内部構造探査 InSight: 脈動で見る 内部構造 小林直樹 (JAXA)
- 16:05-17:30 ポスターセッション1
- 10月15日(木)
- **ロ頭発表セッション4** 衝突現象 (座長:中村昭子)
- 9:00 O4-01 **月形成仮説(Multi Impact Hypothesis** 対 Giant Impact Hypothesis)の厳密な比較評価 種子彰(SEED Science Lab)
- 9:09 O4-02 粉粒体天体内部の密度構造に関する実 験的研究 大村知美(神戸大)
- 9:18 O4-03 **衝突放出物の最大速度とその量:火星** 物質輸送への応用 岡本尚也(千葉工大)
- 9:27 O4-04 **熱進化した氷天体の衝突破壊現象の解** 明 岡本千里(神戸大)
- 9:36 O4-05 玄武岩を用いた高速衝突実験における 衝突破片の3次元形状の粒子サイズ依存性と、 イトカワレゴリス粒子との比較 門川隆進(京大)
- 9:45 O4-06 密度の異なる弾丸を用いた高速度クレ
 ーター形成実験:衝突励起地震の弾丸物質依存
 性 松榮一真(神戸大)
- 9:54 O4-07 **斜め衝突実験と月の縦孔への応用** 道上達広(近畿大)
- 10:03 O4-08 **多孔質球の斜め衝突実験:衝突破壊強 度に対する衝突角度の影響** 保井みなみ(神戸大)
- 10:12 O4-09 月の新鮮クレータ放出物におけるクレ ータ年代と風化度の関係 諸田智克(名大)
- 10:21-10:30 休憩

(座長:玄田英典)

10:30 O4-10 FDPSを用いた巨大衝突のSPH法によ

る大規模数値計算 細野七月(理研)

- 10:39 O4-11 微惑星衝突の数値計算に向けたゴドノ フSPH法の弾性体力学への拡張
 杉浦圭祐(名大)
- 10:48 O4-12 WPH法による月形成シミュレーション 河瀬哲弥(京大)
- 10:57 O4-13 **冥王星の黒い"クジラ"模様はカロン形** 成巨大衝突の痕跡か?
 関根康人(東大)
- 11:06 O4-14 過冷却液滴の衝突による複合コンドリ ュール形成 荒川創太(東工大)
- 11:15 O4-15 微惑星衝突によるコンドリュール形成 の力学的条件 松本侑士(天文台)
- 11:24 O4-16 ダスト・ガス比の高い場合の1次元平 行平板衝撃波シミュレーション~コンドリュー ル形成モデルへの応用に向けて~ 勝田祐哉(東工大)
- 11:35-11:50 **学生**, PDポスター発表フラッシュ2
- 11:50-13:00 昼食
- 13:00-14:15 ポスターセッション2
- **ロ頭発表セッション5** 隕石, グレイン (座長:橘省吾)
- 14:15 O5-01 コンドライト母天体内の流動作用によ るコンドリュールの再配置:モデル 留岡和重(神戸大)
- 14:24 O5-02 コランダムの太陽風・星間粒子線照射
 による非晶質化過程の実験的研究
 瀧川晶(京大)
- 14:33 O5-03 2次 イオン 質 量 分 析 計 を 用 い た Chelyabinsk 隕石の局所 U-Pb 系絶対年代分析 上岡萌(阪大)
- 14:42 O5-04 小惑星・水星の宇宙風化作用における
 硫黄の効果:粒子サイズの影響
 岡崎瑞祈(阪大)
- 14:51 O5-05 層状珪酸塩鉱物における太陽風プロトンの影響:OH/H2Oの生成量の推定
 仲内悠祐(総研大)
- 15:00 O5-06 原始太陽系星雲への一様な⁵⁴Cr注入と
隕石中の同位体比異常の時間進化について 18:30-20:00 懇親会 中本泰史(東工大)

15:09 O5-07 プレソーラー SiC の Ba 同位体比に基づ く太陽系重元素の起源に関する考察

寺田健太郎(阪大)

- 15:18 O5-08 非晶質フォルステライト結晶化におけ る水蒸気圧効果 山本大貴(北大)
- 15:27 O5-09 初期太陽系の有機-無機相互作用: 南極 雪微隕石分析研究の成果から 薮田ひかる(阪大)
- 15:36-15:45 休憩
- 口頭発表セッション6 惑星形成 (座長:田中秀和)
- 15:45 O6-01 ダストから惑星への衝突合体成長 小林浩(名大)
- 15:54 O6-02 黄道光分布から読み取る小惑星の衝突 破壊で生じるダストの典型的サイズ 植田高啓(東工大)
- 16:03 O6-03 「あかり」 遠赤外・中間赤外線観測に基 づく黄道光ダストバンド構造の検出 大坪貴文(東大)
- 16:12 O6-04 円盤降着による原始太陽の進化と惑星 形成による太陽表面の汚染 國友正信(名大)
- 16:21 O6-05 電子加熱による磁気乱流の抑制が引き 起こす重力不安定:中心星X線が与える影響 森昇志(東工大)
- 16:30 O6-06 原始惑星系円盤の圧力バンプにおける ダストの空間分布の進化と合体成長 瀧哲朗(東工大)
- 16:39 O6-07 M型星における地球型惑星の形成過程 押野翔一(天文台)
- 16:48 O6-08 大領域惑星集積計算:ガス円盤内での 惑星の外側への移動 小南(台坂)淳子(東工大)
- 16:57 O6-09 巨大惑星が作る原始惑星系円盤ギャッ プ構造の深さと幅について 金川和弘(北大)
- 17:06 O6-10 惑星散乱と潮汐相互作用 長沢真樹子(久留米医大)
- 17:20-18:20 総会

会場:東工大 ELSI-2 ラウンジ

10月16日(金)

口頭発表セッション7 惑星内部. 系外惑星. アスト ロバイオロジー

(座長:千秋博紀)

- 9:00 O7-01 大きなコアを持ちプレートテクトニク スを伴う地球型惑星のマントル進化 小河正基(東大)
- 9:09 O7-02 Disk Modelを用いた小規模天体の重力 場計算 金丸仁明(阪大)
- 9:18 O7-03 氷とアンモニアの融解曲線から推測す る天王星と海王星の内部構造 木村友亮(愛媛大)
- 9:27 07-04 ケプラー衛星データに基づくハビタブ ル惑星候補に関する海洋質量及び液体の水の保 **有率の推定と考察** 堂ケ崎知誠(フリー)
- 9:36 O7-05 惑星数と質量で考える系外惑星の力学 構造 磯江麻里(天文台)
- 9:45 07-06 巨星周り系外惑星の電波放射の検討 藤井友香(東工大)
- 9:54 O7-07 水溶液中におけるギ酸とメタンジオー ルの分解反応過程:量子化学計算による解明 稲葉知士(早稲田大)
- 10:03 O7-08 粘土鉱物を用いた核酸塩基の吸脱着関 係 橋爪秀夫(物質材料研)
- 10:12 07-09 氷天体の内部海におけるクラスレート ハイドレート形成によるアンモニウムイオン濃 度への影響 西谷隆介(阪大)
- 10:21 O7-10 地球低周回軌道における宇宙塵の捕集 と有機物曝露:たんぽぽ計画開始と帰還後の分 析計画 小林憲正(横国大)

10:30-10:45 休憩

口頭発表セッション8 はやぶさ2

(座長:薮田ひかる)

- 10:45 O8-01 はやぶさ2と今後の小天体探査 渡邊誠一郎(名大)
- 10:54 O8-02 地球外物質研究グループの発足と今後 の展望 安部正真(JAXA)

- 11:03 O8-03 「はやぶさ」帰還粒子 RA-QD02-0265の
 起源同定と小惑星表面における衝撃・風化作用
 上相真之(JAXA)
- 11:12 O8-04 「はやぶさ2」搭載中間赤外カメラTI Rの軌道上動作確認 岡田達明(JAXA)
- 11:21 O8-05 炭素質コンドライト隕石の母天体変成 の系統的研究:はやぶさ2データの「始原性」の 評価に向けて 小松睦美(総研大)
- 11:30 O8-06 走査 結像型X線顕微CT法を用いた 水・有機物の3次元観察法の開発:はやぶさ2 サンプル分析に向けて 土山明(京大)
- 11:40-13:00 昼食
- 13:00-14:00 **最優秀研究者賞受賞講演** 武藤恭之(工学院大)
- ロ頭発表セッション9 月

(座長:荒井朋子)

- 14:00 O9-01 かぐやデータの統合解析用 WebGISシ ステム(KADIAS)の開発 石原吉明(JAXA)
- 14:09 O9-02 月高地地殻に含まれる輝石の化学組成 から推定するマグマオーシャンの初期組成 大竹真紀子(IAXA)
- 14:18 O9-03 月探査機「かぐや」の連続スペクトルデ ータを用いた海の玄武岩の鉱物組成の推定
- 加藤伸祐(名大)
- 14:27 O9-04 「かぐや」搭載 a 線検出器 ARD による 月面ラドンガス放出の時間変動の観測 小島浩一(神戸大)
- 14:36 O9-05 月形成初期の全球膨張説 ~線状重力
 異常上の地形学的・物質科学的特徴からの制約
 ~ 澤田なつ季(名大)
- 14:45 O9-06 月の縦孔・地下空洞探査-UZUME計 画ーのミッションとシステムの構想II 春山純一(JAXA)
- 14:54 O9-07 惑星探査用広帯域地震計による地動観 測試験 山田竜平(天文台)
- 15:03 O9-08 観測衛星による連続分光データを使っ た月面上のガラスが支配的な領域の全球捜索 山本聡(環境研)
- 15:12 O9-09 月の海の縦孔における浸食シナリオ

横田康弘(筑波惑星研究会)

15:21-15:30 休憩

ロ頭発表セッション10小天体 (座長:渡邊誠一郎)

15:30 O10-01 アジア太平洋小惑星観測網(Asia-Pacific Asteroid Observation Network – APAON –)の構築

浦川聖太郎(スペースガード協会)

- 15:39 O10-02 ソーラー電力セイルによる外惑星領域 探査:高分解能質量分析装置を用いた木星トロ ヤ群小惑星着陸その場観測 癸生川陽子(横国大)
- 15:48 O10-03 ソーラー電力セイル探査機搭載 EXZIT
 による黄道光の立体構造観測
 津村耕司(東北大)
- 15:57 O10-04 ソーラー電力セイル搭載大面積ダスト センサの開発とクルージング計測 矢野創(JAXA)
- 16:06 O10-05 **アーク加熱風洞を用いた流星アブレー ションの研究** 沼田宗一郎(日本大)
- 16:15 O10-06 伊豆大島における無人観測ロボット実 証試験大会の活動報告 佐伯和人(阪大)
- 16:24 O10-07 その場K-Ar年代計測装置実現のため のLIBSを使ったAr輝線検出実験 芝崎和夫(立教大)
- 16:33 O10-08 **深宇宙探查技術実証機 DESTINY** 川勝康弘(JAXA)
- 16:42 O10-09 ホノルルIAU総会における天文宇宙用 語の発音調査 佐藤勲

- 閉会

●ポスター発表プログラム

下記では発表番号,和文表題,第一著者名を掲載し ています.学生とPDの発表者は、1日目と2日目に一 人1分間のフラッシュタイムがあるので,用意してお いてください.ポスターは1日目朝から3日目午後の セッション開始前まで掲示できます(註).

S01 磁気流体波動がガス惑星の大気散逸と大気構造

に与える影響 田中佑希(名大)

- S02 **原始惑星系円盤における高空隙率ダストの光学** 特性とその応用 田崎亮(京大)
- S03 月SPA 盆地形成により生じた impact meltの層 序と分化 上本季更(JAXA)
- S04 周惑星ガス円盤内で形成する巨大氷衛星が獲得 する原始大気 三上峻(北大)
- S05 大気中の氷成分凝縮がもたらす天王星熱進化問題への示唆 黒崎健二(東大)
- S06 火星に環があったか?フォボスの地質学的検討 と数値計算による検証 菊地紘(東大)
- P01 非平衡な化学進化および電子遷移を含む1次元 流体計算による集積中の巨大ガス惑星からの短 波長放射の推定 青山雄彦(東大)
- P02
 金星雲層を想定した鉛直対流の3次元数値計算

 杉山耕一朗(JAXA)
- P03 タイタン大気中での複雑有機物生成のエナジェ
 ティックスとその原始地球での化学進化への示
 唆 小林憲正(横国大)
- P04 タイタン大気におけるアセトニトリル(CH₃CN) の回転励起状態 仲本悟(名大)
- P05 雲解像モデルを用いた木星大気のマイクロ波熱 放射 山崎健吾(福岡大)
- P06 JUICE-PEP/JNA 高速中性粒子計測装置 浅村和史(JAXA)
- P07 JUICE レーザ高度計(GALA)の受信系の開発 小林正規(千葉工大)
- P08
 JUICE木星系探査が目指す科学

 佐々木晶(阪大)
- P09 JUICE搭載多バンド分光カメラ「JANUS」ミッ ションII 春山純一(JAXA)
- P10 土星Fリング-羊飼い衛星系の起源:土星メイ ンリング拡散による衛星-リング系の形成 兵頭龍樹(神戸大)
- P11 周惑星円盤への固体物質流入と衛星形成 芝池諭人(東工大)
- P12 捕獲された固体物質の周惑星円盤内での分布 末次竜(神戸大)
- P13 輝度温度から探るフォボス内部の氷の有無 菊池冬彦(天文台)
- P14 月表面におけるボルダーの細粒化とそのタイム スケール 安藤滉祐(名大)

- P15
 サブミクロン局所同位体分析に向けたレーザー

 ポストイオン化SNMSの開発
 河井洋輔(阪大)
- P16空間量子赤方偏移仮説とビックバン仮説との比較検討種子彰(SEED Science Lab)
- P17マルチインパクト仮説原始惑星セラは何故潮汐断裂したか?種子彰(SEED Science Lab)
- P18 **チチウスボーデの法則を再検討(1)** 種子彰(SEED Science Lab)
- P19 人工衝突クレーター周辺の誘電率・密度・クラ ック分布の測定 石山謙(東北大)
- P20 高空隙率標的への斜め衝突クレーター形成実験 岡本尚也(千葉工大)
- P21 鉄質天体へのクレーター形成の温度・速度依存 性に関する実験的研究 小川諒(神戸大)
- P22 砂標的に対する衝突クレーターサイズの真空度 依存性の検討 木内真人(神戸大)
- P23 水氷の高速衝突蒸発実験 黒澤耕介(千葉工大)
- P24
 海洋への天体衝突:水蒸気発生量

 黒澤耕介(千葉工大)
- P25 氷・砂レゴリス層へのクレーター形成実験 高野翔太(神戸大)
- P26 粉粒体斜面に対する低速度衝突クレータリング実験 林康介(金沢大)
- P27 Dark ray craters on Ganymede observed from Galileo and Voyager images 徐璐媛(東大)
- P28
 原始太陽系星雲における同位体比均質化プロセ

 スの推定
 竹石陽(東工大)
- P29 Irradiation Disk におけるタンデム惑星形成 今枝佑輔(理研)
- P30 **原始惑星系円盤からの赤外線分子輝線の高分散** 分光観測 野津翔太(京大)
- P31 デッドゾーン縁辺における木星型惑星コア形成 :縁辺の位置に対する依存性 城野信一(名大)
- P32 新たなギャップ密度分布式を用いたガス惑星の 最終質量 谷川享行(産業医大)
- P33 短周期系外惑星の存在限界と潮汐進化 長谷川典史(東大)
- P34
 惑星成長の微惑星初期サイズ依存性

 森島龍司(カリフォルニア大)
- P35 「はやぶさ」帰還試料のコンソーシアム研究:
 Ca-Mg-Na相及びFa-S-Ni相が含まれる粒子

日本惑星科学会誌 Vol. 24, No. 3, 2015

中藤亜衣子(JAXA)

- P36 「はやぶさ」帰還試料のコンソーシアム研究:シ リカを含む粒子 橋口未奈子(JAXA)
- P37 「はやぶさ」帰還試料のコンソーシアム研究:ア グルーチネイト粒子 松本徹(JAXA)
- P38 「はやぶさ」帰還試料コンソーシアム研究の進
 捗:硫化鉄粒子及びリン酸塩鉱物を含む粒子
 唐牛譲(JAXA)
- P39 JAXAにおけるはやぶさ2帰還試料受け入れ設備の仕様検討 上相真之(JAXA)
- P40 炭素質隕石の反射スペクトル位相角依存性測定 高松知広(立教大)
- P41 重力データから観測された同一地溝上の火山の 火成活動の関連性について 山本圭香(JAXA)
- P42 月の熱の入江領域の地下密度構造の推定 内田眞子(金沢大)
- P43 月レゴリス層の熱伝導率モデルとLRO/Diviner データを用いた検証 坂谷尚哉(JAXA)
- P44 月の南極-エイトケン盆地における海の火成活動 田口雅子(名大)
- P45 BepiColombo日欧共同水星探査ミッション: MMOプロジェクト最新状況報告 早川基(JAXA)
- P46 ソーラー電力セイルによるクルージングフェー ズサイエンス 岩田隆浩(JAXA)
- P47 金星探査機あかつきの軌道投入計画と観測計画 今村剛(IAXA)
- P48 月・惑星探査用飛行時間型質量分析装置の開発 大石峻裕(東大)
- P49 流星群の4次元予報計算 佐藤勲
- P50 木星ヘクトメータ波観測による木星氷衛星地下 海洋探査の検討 熊本篤志(東北大)
- 註)
- プログラムの詳細は日本惑星科学会のホームページに記載されております。下記アドレスをご参照下さい。

https://www.wakusei.jp/meetings/fall_meeting /2015/program.html

 プログラムに関するお問い合わせは、秋季講演会 LOC(下記メールアドレス)へお願いします. aloc@wakusei.jp

304

JSPS Information

◇日本惑星科学会第43回総会議事録

◇日本惑星科学会第111回運営委員会議事録

◇日本惑星科学会賛助会員名簿

◇日本惑星科学会主催・共催・協賛・後援の研究会情報

◇日本惑星科学会第43回総会議事録

- 日 時:2015年5月25日(月)13:00-13:40
- 場 所:日本地球惑星科学連合2015年大会会場 A02 〒261-0021 千葉県千葉市美浜区ひび野2-3

アパホテル&リゾート<東京ベイ幕張>

- 正 会 員:616
- 定足数:62
- 参加人数:65名(開会時)(これに加えて非会員の傍聴者0名)

>65名(議事3.1採択時)>65名(議事3.2採択時)

委任状:129通(ただし、内3通分は提出者が総会に参加したため無効)

- 議 長:123通
- 倉本圭会員:2通
- 林祥介会員:1通

1. 開会宣言

諸田総務専門委員長が開会を宣言.

2. 議長団選出

運営委員会からの推薦で議長に北里宏平 会員,書記に樋口有理可 会員が選出された.

3. 議 事

3.1. 第12期下期(2014年度)活動報告

・基調報告(倉本会長)

2014年度の連合大会と秋季講演会の概要,学会員数の現状,学会誌発行状況,欧文専門誌の発行状況, 最優秀発表賞(松野淳也 会員)・研究者賞(奥住聡 会員),フロンティアセミナーの開催,等の説明がなさ れた.

- 注)総会当日に配布された活動報告書では秋季講演会の参加者数が222名と記載されていたが、217名が 正しいことが総会後に確認された.
- ·会計報告(荒井前財務専門委員長)

おおむね予算通りの執行であったことが報告された.

収入について, 賛助会員数が減ったこと, 寄付金があったこと, 購読会員数の減少によるが報告された. 支出について, 学会誌, 秋季講演会費等の支出減, 来年度への繰越額が増額したこと, 賃借の現状等が

```
報告された.
```

· 各種専門委員会報告

なし.

- ・会計監査報告(松田・山岸会計監事(代理:北里議長)) 収支決済に誤りの無いことが確認された事が報告された.
- ・2014年度最優秀研究者受賞者発表(佐伯学会賞選考委員長) 武藤 恭之 会員が受賞されたことが報告された.
- ・質疑応答及び討論

なし.

・採択

第12期下期活動報告の採択が行われ、賛成:191(うち出席者65)、反対:0、保留:0により採択された. 3.2. 第13期上期(2014年度)活動方針

·基本方針(倉本会長)

秋季講演会の開催, 遊星人の発行, 月惑星探査来る10年の検討活動, フロンティアセミナー2015の開催, 日本地球惑星科学連合2014年大会の開催, 欧文学会誌EPSの発行, 最優秀発表賞の受付, 最優秀研究者 賞の募集などが説明された.

·各種専門委員会活動方針

竹広財務委員長から,第13期上期予算執行状況の報告があり,収入支出ともにほぼ予算案通りである こと,寄付金があったことなどが報告された.

·質疑応答

千秋博紀会員から、「学会費は1月1日付の身分で決まる」、との追加案内があった.

・採択

第13期上期活動方針の採択が行われ、賛成:191(うち出席者65)、反対:0、保留:0により採択された.

4. 報告事項

4.1. 2015年秋季講演会について(井田2015年秋季講演会組織委員長)

会期(10/14-10/16),一般講演の内容および講演者,総会・懇親会,会場やその周辺の内容,懇親会は例 年と異なり,軽食・スナック・飲み物が提供される軽いものになること,講演受付日程,会費などについて 説明がなされた.

4.2. その他

惑星科学フロンティアセミナー2015について千秋博紀会員より案内があった.

5. 議長団解任

6. 閉会宣言

◇日本惑星科学会第111回運営委員会議事録

- 日 時:2015年5月24日(日)18:30-20:30
- 場 所:日本地球惑星科学連合 2015年大会会場 101B

(千葉市美浜区中瀬2-1 幕張メッセ国際会議場)

- 運営委員:
 - 倉本 圭,渡邊 誠一郎,荒川 政彦,田近 英一,中村 昭子,千秋 博紀,中本 泰史,並木 則行,平田 成,

林 祥介, 井田 茂, 和田 浩二, 春山 純一, 竹広 真一, 諸田 智克, 永原 裕子, 橘 省吾, はしもと じょーじ,

小久保 英一郎, 荒井 朋子, 佐々木 晶, 生駒 大洋, 小林 直樹 オブザーバー: 納田 明達(連合大会プログラム委員) 佐伯 和人(学会賞選考委員長)

欠 席
 中本(議長に委任)
 永原(議長に委任)

小林(諸田委員に委任)

議題・報告事項:

1. 会計第12期下期決算

荒井前財務専門委員長より決算報告が行われた.

収入,支出ともに概ね予算案通り執行した.

自然災害に伴う会費免除措置の適用はなし. 賛助会員の会費収入が減少したものの,正会員会費収入は予算 より多くなり,当期収入合計は増えている.支出は学会誌印刷費の減(ページ数減少による),秋季講演会事業 費の減,惑星探査育英会の未開催などにより全体として減となり,繰越金は増加した.特別会計は特筆すべき ところなし.

支出の見方について教えて欲しい(春山)

秋季講演会の余剰金を学会会計の収入に入れている(荒井)

(赤字が出た場合は学会からの支出になる)

2. 会計第13期上期予算執行状況報告

竹広財務専門委員長より,報告が行われた.

ほぼ予算案通り執行が行われている. 匿名の方より寄付金10万円頂いたため,発表賞賞金に使わせていた だく. イーサイドとの業務契約の更新を行った. 年間150万円(税含まず)×2年間(1/1付け)サーバ基礎開発費 を来年度から計上する. 30万円/年×3年間

サーバ基礎開発費は税込みか含まずか? (渡邊)

確認する(竹広)

報告内容は異議なく承認された.

3. 第12期下期活動報告ならびに第13期上期活動計画

諸田総務専門委員長より活動報告書と計画書について説明がなされた.

注)委員会当日に配布された活動報告書では秋季講演会の参加者数が222名と記載されていたが、217名が 正しいことが委員会後に確認された.

共催などイベントの今後の予定は?(春山)

依頼が来たらその都度steeringで賛否を確認しているため、予定として立てているものはない(諸田)

4. 2014年度最優秀研究者賞について

佐伯学会賞選考委員長より,選考委員会での選考の結果が報告された.これにより 武藤 恭之 会員(工学院大学)

が受賞候補として推薦され、異議なく承認された.

佐伯学会賞選考委員長より,実情に合わせて発表賞の募集要項を変更したいとの提案があった.

発表賞エントリー受け付けメ切はどうするか? (千秋)

通常のメ切と同じでも運用可能(むしろ変えるとトラブルのもと)だといまは考えている(佐伯) 予備審査のスケジュール上は大丈夫か?(春山)

```
メールベースでやれば問題ない(佐伯)
```

予備審査時には予稿集原稿が必要なのではないか? (渡邊)

そうかもしれない.見落としていた.対策は検討したい(佐伯)

「審査日」は講演会開催日のことか?予備審査実施日か?(渡邊)

講演会日の事を意図していた(佐伯)

非会員登録状態で必要な情報が得られるか,また発表申込時に発表賞エントリー可能かはシステム仕様を確認することが必要.また,秋季講演会での研究者賞授賞式に関する諸事は当年度の委員長・幹事が行うこととしたい.これまでは選考時(前年度)の委員長が行っていた.

応募者数を増やす方策は検討して欲しい(渡邊)

発表賞は当日の発表が評価されるのか、過去の実績も評価されるのか?(春山)

明文化されていないので当年度の委員に依存している(佐伯)

評価基準を明文化した方がよいのではないか?(応募を増やすため)(春山)

検討する.盛り込むとすると募集要項になる(佐伯)

確認したところ,評価基準が書いていないというのは記憶違いで,募集要項に明記してあった.評価基準 を修正するかどうかは、今後,選考委員が募集要項を更新する際にあわせて検討することとしたい.(佐伯)

5. 連合大会プログラム委員からの報告

納田連合大会プログラム委員より、新しい連合大会プログラム委員として

大宮 正士(国立天文台)

押野 翔一(国立天文台)

が推薦され, 異議なく承認された.

また, 来年度の惑星科学セッションコンビーナに

濱野 景子 会員(東京大学)(正)

鎌田 俊一 会員(北海道大学)(副)

が選出されたとの報告がなされた.

次回は連合大会の国際化の傾向が強まるので,関係者の負担が大きくなる可能性がある.注意が必要である (渡邊)

6. 2015年秋季講演会・学会賞実施案

井田2015年秋季講演会組織委員長より、以下の報告があった.

・10/14-16に東京工業大学に新築中ののELSI棟(ELSI1)で実施

・口頭発表会場の椅子の配置数は要検討

・懇親会は現存するELSI2で行う事を計画している。軽食と飲み物のみで参加費を押さえる

・予算案も去年とほぼ同じ

・10/17にアウトリーチイベント(ELSI主催, 学会共催):内容は検討中

投稿スケジュールは開催スケジュールによらず, 遊星人の発行スケジュールに依存するので, 昨年とあまり 変わらない.7月末までに発表賞予備審査を終える必要がある.

7. 2017年秋季講演会について

中村行事部会委員,佐々木委員より以下の報告があった.

2017年秋季講演会は阪大豊中キャンパスで開催予定.

阪大の学事歴が変わらなければ、いまの所9月は夏期休暇中で会場確保は容易.もし学事歴が変わると授業 期間にあたる可能性もあり、その場合は会場確保方法を要検討.

8. 宇宙惑星科学セクションから(学生賞, 国際セッション)

佐々木委員より,以下の報告があった.

- ・学生発表賞進行中だが、審査員確保に課題を残した
- ・西田賞:セクションから5名受賞,学会関係者は以下の通り 河北 秀世 会員(京都産業大学)(学会から推薦) 相川 祐理 会員(筑波大学)

再来年の連合大会はAGUと共同開催となり、それに向けて来年度も国際化の流れがある.

9. ISTS, COSPARへの協力のお願い

佐々木委員より,以下の報告があった.

ISTS: 7/4-10開催予定

COSPAR: 2016/7/30-8/7イスタンブール(トルコ)にて、今年度のCOSPARシンポジウム(COSPAR本会が 行われない年に開催)はイグアスフォールズ(ブラジル)11/6-13、メ切5/31

10. J-stage Lite の報告

中村行事部会委員より,以下の報告があった.

秋季講演会予稿集を置いているCiNiiが終了予定である.代わりの候補としてJ-stage Liteがあるが,登録 用にメタ情報を付ける必要がある,情報化専門委員とも要相談と考えている.

11. 学会賞選考委員の入れ替え(諸田総務専門委員長)

諸田総務専門委員長より学会賞選考委員会委員の交代について説明がなされ,承認された. 2014年度で退任となる委員:佐伯和人,杉田精司,小林浩,和田浩二 2014年度から継続する委員:中村昭子,竹内拓,竹広真一,三河内岳 2015年度新委員として推薦:中村智樹,大竹真紀子,中本泰史,関口朋彦

12. 入退会について

諸田総務専門委員長より、入退会状況が報告された.

13. その他総務からの案件(議長・書記の承認等)

諸田総務専門委員長より,第43回総会の議長として北里 宏平会員,書記として樋口 有理可会員が推薦され, 了承された.

14. 各種専門委員会方針(各専門委員長)

平田情報化専門委員長より,以下の報告が行われた.

現在の惑星科学会サーバーのOSは、2017年3月にサポート切れとなる。OS移行に合わせてサーバ環境全体の更新を計画中、2016年4月に更新・移行を完了することを目標に、作業を始めている。

また,新たな情報化専門委員として納田 明達 会員(東京工業大学)を追加する事が提案され,異議なく承認 された.

生駒欧文誌専門委員長より,以下の報告が行われた.

EPSの投稿数増加のため、総会の際にアンケートを実施予定である.

15. 2016年秋季講演会について

はしもと2016年秋季講演会組織委員長より、以下の報告が行われた.

日程:2016/9/12-14

会場:ノートルダム清心女子大学

16. シニア会員制度に関して

竹広財務専門委員長,橘将来計画専門委員長より以下の報告が行われた.

竹広:現在の会員年齢構成を元に将来のシミュレートを行った

・40歳代に会員人数のピークがある

- ・それ以降は各年齢10-15人程度
- ・最低限このペースを維持しないと規模的に苦しくなる.
- 橘:鉱物科学会・地球化学会のシニア会員制度を調査中

17. 退会規定の厳格化について

千秋委員より以下の報告が行われた.

次の年度へ間に合うように検討を開始した、もし会則改定になる場合は秋季講演会時のことになる.

18. 日本地球惑星科学連合の報告(倉本会長)

当日の議事としては省略された.

19. 対外協力委と連合連携委の一本化

20. 対外協力委員の追加

小久保対外協力専門委員より,合理化のため対外協力専門委員会と日本地球惑星科学連合連携専門委員会を ー本化する事が提案された.現在も連合との連携は主に会長が行っているため,両委員会の委員は基本的に新 委員会の委員になる.新委員会の名称を「対外協力・連携専門委員会」とし,新委員会の委員長は現対外協力 専門委員長の

中本会員.

また,新委員会の委員として,

矢野 創 会員(宇宙科学研究所)

押野 翔一 会員(国立天文台)

佐々木 晶 会員(大阪大学)

を新たに追加する事と,

納田 明達 会員(東京工業大学, 2014-2015年連合大会プログラム委員)の退任が提案された.

上記の提案は異議なく承認された.

女子中高生夏の学校2015が8/6-8に国立女性教育会館にて開催される。小川委員が参加予定である。

本イベントの惑星科学会の協賛が提案され、異議なく承認された.

http://www.djrenrakukai.org/symposium2.html

小川会員の参加に関わる旅費の支出元はどこか?(並木)

所属の会津大学から支出されるものと思われる(平田)

21. 遊星人の発行状況報告

和田編集専門委員長より遊星人はつつがなく発行されている旨,報告がなされた.

22. その他

宇宙科学研究所より惑星科学会を含む各コミュニティに対して研究領域の目標・戦略・工程表の提供の依頼 (RFI)があった.並木会員を部会長としてISAS RFI検討作業部会を設置して工程表案の作成を行い,運営委 員会での議論を経たあと提出した.宇宙研内でこの工程表内の火星衛星サンプルリターン計画が今後のミッシ ョンの候補として注目され,検討を行う委員会が設置されている.

来る10年の結果との整合性はどう考えるのか?

工程表と来る10年検討はやや前提条件が異なる(期間や範囲).工程表にも来る10年の結果は反映はされている(完全に盛り込む場合は優先順位を付けなければいけなかったが,そのようにはしていない).

連携拠点の構想は学会としての見解になるよう,学会内に広く認識されるようにすべき(春山) 同意である(会長)

◇日本惑星科学会賛助会員名簿

2015年9月25日までに, 賛助会員として本学会にご協力下さった団体は以下の通りです. 社名等を掲載し, 敬意と感謝の意を表します. (五十音順)

株式会社五藤光学研究所 有限会社テラパブ 株式会社ニュートンプレス

◇日本惑星科学会主催・共催・協賛・後援の研究会情報

(a)場所,(b)主催者,(c)ウェブページ/連絡先など. 転記ミス,原稿作成後に変更等があるかもしれません。各自でご確認ください.

2015/10

10/7-10/9	第59回宇宙科学技術連合講演会
	(a)かごしま県民交流センター, 鹿児島市山下町
	(b)日本航空宇宙学会
	(c)http://ukaren.aero.kyushu-u.ac.jp/
10/10-10/11	可視化情報全国講演会(京都2015)
	(a)京都工芸繊維大学松ヶ崎キャンパス,京都府京都市左京区松ヶ崎
	(b)可視化情報学会
	(c) http://www.measlab.kit.ac.jp/cf/2015/vsj2015_kyoto.html
10/14-10/16	日本惑星科学会 秋季講演会
	(a)東京工業大学大岡山キャンパス,東京都目黒区大岡山
	(b)日本惑星科学会
	(c)https://www.wakusei.jp/meetings/fallmeeting/

2015/11

11/10-11/12 第56回高圧討論会

(a)アステールプラザ,広島県広島市中区加古町

(b)日本高圧力学会

(c)http://www.highpressure.jp/new/56forum/

2016/06

6/26-7/1 Goldschmidt Conference 2016

(a)横浜国際平和会議場(パシフィコ横浜),神奈川県横浜市

(b) European Association of Geochemistry, Geochemical Society

(c)http://goldschmidt.info/2016/index

編集後記

特集「日本における衝突研究の軌跡」はいかがでし たでしょうか.

昔の遊星人を眺めていたところで,過去の衝突特集 から20年経っていることに気がつきました.また, 北海道大学低温科学研究所で毎年行われている研究集 会「天体の衝突物理の解明」も開催開始から10年経っ たということも判りました.このようなことから,遊 星人に新たに衝突特集を組むべきではという話が関係 者で進みました.最終的に誰がゲストエディターをす るかという所で,最初に気がつき,言い出した私が引 き受けることになりました.

20年前の特集号は実験のみでしたが、今回は実験 のみならず、衝突に関わる理論・観測にまで、また理 学のみならず関係する工学まで、衝突をキーワードに 範囲を広げましたところ、1ダース近くの論文が集ま り,惑星科学の衝突分野にとって2つの節目を飾るに 相応しい特集号になりました。ゲストエディターとし て,論文を執筆していただいた皆様,査読をしていた だいた皆様,編集部の皆様のご尽力に深く感謝いたし ます.

この特集号はそのタイトルから分かるように,オリ ジナルペーパーとレビューが混在しています.レビュ ーについては,これから衝突を研究する,もしくは, 衝突の研究を始められた初学者の助けにもなればとも 思っております.この遊星人の特集号を読まれた学生 さんが,次回の節目にゲストエディターになり,衝突 の特集号を組んでいただけたら嬉しく思います.(長 谷川 直) 編集委員 和田 浩二 [編集長] 三浦 均 [編集幹事] 長谷川 直 [特集「日本における衝突研究の軌跡」ゲスト・エディター] 生駒 大洋, 上椙 真之, 岡崎 隆司, 奥地 拓生, 木村 勇気, 小久保 英一郎, 白石 浩章, 杉山 耕一朗, 関口 朋彦, 田中 秀和, 谷川 享行, 成田 憲保, はしもと じょーじ, 本田 親寿, 諸田 智克, 山本 聡, 渡部 潤一

2015年9月25日発行

日本惑星科学会誌 遊・星・人 第24巻 第3号

定価 一部 1,750円(送料含む)

編集人 和田 浩二(日本惑星科学会編集専門委員会委員長)

印刷所 〒501-0476 岐阜県本巣市海老A&A 日本印刷株式会社

発行所 〒105-0012 東京都港区芝大門2-1-16 芝大門MFビルB1階

株式会社イーサイド登録センター内 日本惑星科学会

e-mail : staff@wakusei.jp

TEL:03-6435-8789/FAX:03-6435-8790

(連絡はできる限り電子メールをお使いいただきますようご協力お願いいたします)

本誌に掲載された寄稿等の著作権は日本惑星科学会が所有しています.

複写される方へ

本誌に掲載された著作物を個人的な使用の目的以外で複写したい方は,著作権者から複写等の 行使の依託を受けている次の団体から許諾を受けて下さい.

〒107-0052 東京都港区赤坂 9-6-41 乃木坂ビル 学術著作権協会

TEL: 03-3475-5618/FAX: 03-3475-5619

e-mail:kammori@msh.biglobe.ne.jp

著作物の転載・翻訳のような複写以外の許諾は,直接日本惑星科学会へご連絡下さい.