特集「宇宙防災:科学と工学の新たな展開」 破壊を伴う衝突による小惑星速度変化

西尾 峻人¹, 大槻 圭史¹, 杉浦 圭祐²

2024年6月25日受領,査読を経て2024年7月23日受理

(要旨)地球に衝突し得る小惑星の衝突回避の方法の一つとして、小惑星に人工的な衝突を起こして運動方向を変えるというものがある. その有効性の実証のため、探査機DARTによる宇宙衝突実験が行われ、小規模な衝突による運動量輸送が確認された. 一方,様々な規模の衝突による速度変化は、微惑星や小惑星の力学進化の基礎過程としても重要である. 我々は衝突シミュレーションを用いて、衝突による標的天体の速度変化と破壊規模の関係を調べつつある. その結果、速度変化は破壊規模や衝突する二天体の質量比に依存することがわかった. 本稿では、運動量輸送に関するDARTの結果を簡単に紹介するとともに、我々のシミュレーションの結果について報告する.

1. はじめに

地球に衝突する可能性のある小惑星が発見され た場合の衝突回避の方法の一つとして、小惑星に 人工的な衝突を起こして運動方向を変えることが 考えられている. 衝突までに十分な時間(年数) があ る場合には、与える速度変化が微小な小規模衝突 でも十分な軌道のずれを引き起こし、地球への衝突 を回避することが可能となり得る. この手法による 地球防衛のための実証実験として、2022年9月26 日にNASAの探査機DART (Double Asteroid Redirection Test) により小惑星 Didymosの衛 星Dimorphosへの宇宙衝突実験が行われ、衛星の 公転周期変化の観測から衝突による速度変化が確 認された[1,2]. これにより、人工衝突による小惑星 軌道変更という手法の妥当性が確認された.また. DARTの衝突を模擬した衝突シミュレーションによ り. Dimorphosの表面物質の特性や内部構造に関 する制約も得られている[3]. 一方, Dimorphosの 質量が不明なためその密度も不定性が大きく、イン

tnishio@stu.kobe-u.ac.jp

パクターであるDARTがもっていた運動量の何倍 に相当する運動量がDimorphosに与えられたのか という運動量輸送の効率も,現段階ではかなり大き な不定性を含んだ値として得られている[2].今後, ESAやJAXAなどが進めつつある探査機Heraによ る観測で,Dimorphosの質量や表面状態を含め, この二重小惑星系の詳細な情報が得られる予定で ある.それにより,衝突による運動量輸送過程や二 重小惑星の起源,さらには太陽系起源進化の理解 を深めることに繋がると期待される.

衝突による小天体の速度・軌道変化は, 微惑星や 小惑星の力学進化においても重要な基礎過程であ る. これまでに衝突による小惑星への運動量輸送 について, 衝突シミュレーションなどを中心に理論 研究がいくつか行われてきたが, それらは主として DARTによる宇宙衝突実験など, 小惑星への人工 衝突の理解を目的としていた[4-9]. このため多くの 場合, 数百メートルの小惑星に小さなインパクターを 衝突させ, 標的天体のごく一部だけが破壊を受ける といった, 小規模衝突を仮定していた. それらの研 究により, 運動量輸送が空隙率など標的天体の物性 に依存することが示されるなど, DARTによる衝突 実験の計画立案やその結果を理解するうえで有用な

^{1.}神戸大学大学院理学研究科惑星学専攻 2.三菱電機先端技術総合研究所

結果が得られてきた.それらを踏まえたうえで,より 一般の小惑星衝突の場合に繋げていくためには,衝 突の際の破壊規模などに関して,幅広いパラメータ 範囲での理解も必要となってくる.

我々は,探査機DARTによる宇宙衝突実験の成 果を,より広い観点から理解し深化させることを目 的として,様々な破壊規模の場合での小惑星の速度 変化を調べつつある.本稿では,その結果について 報告する.まず,DARTによる宇宙衝突実験および 関連する研究で調べられてきた,小規模衝突の際 の運動量輸送について簡単に紹介する.次に,標的 天体の質量変化が無視できない場合の扱いとして, 我々が新たに考案した,破壊を伴う衝突による標的 天体の速度変化の表し方について述べる.そして, それに基づいて,現在我々が進めつつある衝突シ ミュレーションの結果について紹介するとともに,今 後の課題についても触れる.

2. 衝突による運動量輸送と速度変化

標的天体の質量をM, インパクターの質量と衝突 速度をそれぞれ $m (\ll M)$, uとする. また, 衝突後 に放出されるイジェクタの総質量を m_{ej} , 総運動量を $m_{ej}v_{ej} = m_{ej}v_{ej}\hat{E}$ とする($v_{ej} = |v_{ej}|$ で, \hat{E} はイジェク タの総運動量方向の単位ベクトル). いま, 衝突は小 規模であり, イジェクタ放出後の標的天体の質量変 化は無視できるとする. このとき, 衝突による標的天 体の速度変化を ΔV とすると, 運動量保存は次式で 表される[2,9].

$$M\Delta V = m\boldsymbol{u} - m_{\rm ej}v_{\rm ej}\hat{\boldsymbol{E}} \tag{1}$$

右辺の第一項はインパクターが与える運動量,第二 項は放出されるイジェクタが持ち去る運動量を表し ている.インパクターが標的天体に完全合体しイジェ クタも全て標的天体に再集積するとき右辺第二項は ゼロとなり,標的天体に与えられる運動量はインパク ターがもっていた運動量に等しい.一方,標的天体か ら放出されるイジェクタの総運動量が衝突速度と反 対向き,つまり $u \cdot \hat{E} < 0$ のとき,標的天体はインパ クターがもっていた運動量以上の運動量を獲得し, 大きな速度変化を受ける.ある方向の成分に着目し, 標的が獲得する運動量がインパクターの運動量の 何倍に相当するかを,ここでは運動量増倍係数と呼 び,βで表す¹.

従来の多くの研究で標的表面はなめらかであると 仮定し,運動量増倍係数は衝突面に垂直な方向の 成分を用いて定義していた([9] など).しかし,実際 の小惑星では表面地形に起伏があると考えられる. また,DARTによる衝突実験では衝突地点におけ る表面地形の詳細は不定性があるうえ,運動量輸送 効率などについて得られた結果を他の小惑星に適用 することを考えると,詳細な地形に依存しない形が 望ましい.そこで,DARTによる衝突実験結果の解 釈を考える際には,次のように,Ê方向の運動量増倍 係数βを導入した[2].

$$\beta = \frac{M(\Delta \boldsymbol{V} \cdot \hat{\boldsymbol{E}})}{m\boldsymbol{u} \cdot \hat{\boldsymbol{E}}}$$

$$= \frac{m\boldsymbol{u} \cdot \hat{\boldsymbol{E}} - m_{\rm ej} v_{\rm ej}}{m\boldsymbol{u} \cdot \hat{\boldsymbol{E}}}$$
(2)

ここで、二行目への変形では式(1)を代入した. これ より

$$m_{\rm ej}v_{\rm ej} = -(\beta - 1)m\boldsymbol{u} \cdot \hat{\boldsymbol{E}} \tag{3}$$

これを運動量保存の式(1) に代入して

$$M\Delta \boldsymbol{V} = m\boldsymbol{u} + (\beta - 1)m(\boldsymbol{u} \cdot \hat{\boldsymbol{E}})\hat{\boldsymbol{E}}$$
(4)

DARTによる衝突実験の場合,観測されるのは 衛星Dimorphosの公転周期変化であり,それから 公転方向の速度変化が求められる.そこで,衝突の 際の公転方向の単位ベクトルをe_Tとし,これと式(4) の内積をとると

 $M\Delta \boldsymbol{V} \cdot \boldsymbol{e}_{\mathrm{T}} = m\boldsymbol{u} \cdot \boldsymbol{e}_{\mathrm{T}} + (\beta - 1)m(\boldsymbol{u} \cdot \hat{\boldsymbol{E}})(\hat{\boldsymbol{E}} \cdot \boldsymbol{e}_{\mathrm{T}}) \quad (5)$

これをβについて解くと次式を得る.

$$\beta = 1 + \frac{\frac{M}{m} \Delta \boldsymbol{V} \cdot \boldsymbol{e}_{\mathrm{T}} - \boldsymbol{u} \cdot \boldsymbol{e}_{\mathrm{T}}}{(\boldsymbol{u} \cdot \hat{\boldsymbol{E}})(\hat{\boldsymbol{E}} \cdot \boldsymbol{e}_{\mathrm{T}})}$$
(6)

ここで、右辺第二項はイジェクタが持ち去る運動量 からの寄与を示しており、これが無視できるとき β = 1となる、一方、 β > 2となるとき、イジェクタに

¹英語文献ではmomentum enhancement factor [2,3,9], momentum multiplication factor [4-7] などという表現 が使われている.

よる寄与がインパクターの持ち込む運動量の寄与 を上回ることを意味する. *mとu*は既知であり, Δ *V*, *e*_T, *Ê*を観測に基づいて求め, 観測から得られ た衛星 Dimorphosの体積と仮定した密度からそ の質量*M*を推定すれば, *β*を求めることができる. DARTによる宇宙衝突実験ではDimorphosの質 量や密度は不明であるため, 見積もられる*β*の値の 幅は広く, 密度を1.5-3.3 g cm⁻³とするとき*β*の 範囲は2.2-4.9であった. Dimorphosの密度が Didymosの密度と等しく2.4 g cm⁻³であると仮定す ると, *β*= 3.61^{+0.19}_{-0.25}と見積もられる[2]. 一方で, 様々 な物性値をパラメータとしてDARTを模擬した衝突 シミュレーションによると, *β*の観測値を説明する Dimorphosの密度は2.4 g cm⁻³より小さくなるとい う結果が得られている[3].

上で求めたβの導出では、衝突は小規模であり、 標的天体の質量は不変であると仮定している.しか し、一般に小惑星はその質量が大きく変わるような 衝突も経験してきたと考えられる.そのような衝突が 軌道進化に及ぼす影響を考える際には上の仮定は 適当でなく、質量の変化を考慮した取り扱いが必要 になる.破壊による質量変化が大きいとき、衝突破 壊後に残る最大天体の速度が衝突前の標的天体の 速度とほとんど変わらない場合でも、運動量でみる と大きく減少することになる.このような場合、標的 天体の運動状態の変化を記述する物理量としては、 運動量よりも速度の方が適切である.

いま, 質量M, mで反発係数 ε の二つの非弾性球 の一次元運動を考える. これらが相対速度uで衝 突するとき, Mの速度変化 ΔV は次式で与えられる $(M_{tot} = M + m)$.

$$\Delta V = (1+\varepsilon)\frac{mu}{M_{\rm tot}}\tag{7}$$

これより,速度変化ΔVを用いて反発係数を次のよう に表すことができる.

$$\varepsilon = \frac{M_{\rm tot}\Delta V}{mu} - 1 \tag{8}$$

インパクター質量が標的天体に比べて十分小さく $M_{tot} \approx M$ のとき、式(8)より、運動量増倍係数は $\beta \approx 1 + \varepsilon$ と書けることがわかる.

そこで,標的天体が破壊を伴い速度変化する場合 について,式(8)と同様の形のものとして,速度変化 係数 $\varepsilon_{\text{frag}} \varepsilon$ 以下のように定義する.

$$\varepsilon_{\rm frag} \equiv \frac{M_{\rm tot}(\Delta \boldsymbol{V} \cdot \boldsymbol{e}_u)}{mu} - 1 \tag{9}$$

ここに M_{tot} は系の総質量(衝突する二天体の質量の 和), ΔV は標的天体が衝突前にもっていた速度と衝 突破壊後に最大天体がもつ速度の差で, $u = |u|, e_u$ = u/uである.式(9)と式(2)を比較すると, $m \ll M$ かつ破壊による標的天体の質量変化が無視できる, つまり $M_{tot} \approx M$ のとき, $\beta \approx 1 + \varepsilon_{frag}$ となり,その ような極限において ε_{frag} は β と関係づけられること が確認できる.

正面衝突の場合、インパクターの衝突によって標的天体にはu方向の速度変化が与えられるが、 $\varepsilon_{\text{frag}}$ の値によって次のような特徴がある.まず、式(8)の ε と同様、衝突する二天体が完全合体するとき $\varepsilon_{\text{frag}} = 0$ となる、 $\varepsilon_{\text{frag}} > 0$ のときは、最大天体が系 の重心に対してもつ運動方向は衝突前に標的天体が もっていたものと反対方向になる.っまり、破壊を伴いながら衝突反発する.それに対して $\varepsilon_{\text{frag}} < 0$ の ときは、重心に対する運動方向は衝突前と変わらない、以下では、様々な破壊規模の衝突の場合におけ る標的天体の速度変化を衝突シミュレーションで求める.

3. 手法と結果

3.1 計算手法

本研究では、半径50 kmの玄武岩組成の標的天 体にインパクターを正面衝突させ、衝突後の最大破 片が受ける速度変化を調べた.インパクターと標的 天体の質量比ッ = m/Mは1/256と1/8の二通りの 場合を調べた.シミュレーションでは岩石天体の衝 突破壊を扱うために、SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics) 法と呼ばれる流体を粒子の集 まりとして計算する粒子法の計算手法に、岩石の効 果を組み込んだコードを使用した[10,11].状態方 程式としてTillotson 状態方程式[12]を用い、パラ メータには玄武岩の値を使用している[13].また、 変形による岩石のひび割れや破壊されて粉々になっ



図1: (a) 標的天体の速度変化 ΔV と衝突速度uの関係. 速度はいずれも標的天体の脱出速度 v_{esc} で規格化している. 質量比は $\gamma = 1/256$. 破線 は二天体が完全合体するときの関係式($\Delta V = u/257$)を表す. (b) 流出質量割合(M_{disp}/M_{tot})と衝突速度の関係.

た岩石間の摩擦を考慮するため、破壊モデル[14] と摩擦モデル[15]を導入している、摩擦角には月 の砂の値40°を用いた[16].さらに、大規模並列粒 子シミュレーションのための汎用高性能ライブラリ FDPS (Framework for Developing Particle Simulators)[17] を用いてコードを並列化し、効率 の良い計算を可能にしている[10,11].本研究では、標 的天体の構成粒子数は5×10⁴とし、計算は再集積の タイムスケール $t_{acc} = 2R/v_{esc} \approx 1.6 \times 10^3$ s (R, v_{esc} はそれぞれ、標的天体の半径と標的天体の脱出速 度)よりも十分長い1.0 × 10⁵ sまで行った.

3.2 結果

図1aは、質量比y = 1/256の場合について、衝突 速度uと標的天体の受ける速度変化 ΔV の関係を示 したものである.速度は標的天体の脱出速度 v_{esc} (\approx 61 m/s)で規格化している.破線は二天体が完全合 体するときの速度変化である.合体により形成され る天体は元の二天体の重心の速度をもつため、今の 場合、速度変化は $\Delta V = mu/M_{tot} = u/257$ と表され る.この場合、標的天体が獲得する運動量は、衝突 前にインパクターがもっていた運動量muに等しい.

一方,破線よりも上側の速度変化を受ける場合, 衝突後に形成される最大天体が重心に対してもつ速 度の方向は,衝突前に標的天体がもっていたものと 反対方向になる.これは,2節で述べた小規模衝突 におけるβ > 1の場合と同様に,衝突速度と反対方



図2:速度変化係数 ε_{frag}と流出質量割合の関係. ε_{frag} = 0 は完 全合体の場合の速度変化に対応する. 質量比はγ = 1/256 (▽) とγ = 1/8 (□) の二通りの場合を示している.

向に放出されるイジェクタが運動量を持ち去るため である. それに対して, 破線よりも下側の速度変化を 受けるときは, 最大天体の重心に対する運動方向は 衝突前と変わらない. このことから, *u*/*v*_{esc} ≤80で は最大天体の重心に対する運動方向は衝突前と反 対方向になり, それ以上の衝突速度では変わらない ことがわかる.

上のような振舞の変化は、衝突速度の増加ととも に破壊規模が変わることによる.図1bは、衝突破壊 による流出質量割合(最大天体に含まれずに放出さ れた破片の総質量 M_{disp} と系の総質量 M_{tot} の比)と衝 突速度の関係を示したものである. $M_{disp}/M_{tot} > 0.5$ の場合、衝突破壊後に形成される最大天体の質量 は M_{tot} の半分以下であり、大規模破壊となる.これよ



図3: 衝突破壊後の最大天体を構成する粒子が、元の二天体のどの場所に起源をもつかを示したもの. 黒球は最大天体を構成する粒子、白点は 最大天体に取り込まれず流出する粒子を示す. 質量比はγ = 1/256 (a およびc) とγ = 1/8 (b およびd). a, b は破壊規模が小さい場合 (M_{disn}/M_{tot} ≈ 0.2), c, d は破壊規模が大きい場合(M_{disn}/M_{tot} ≈ 0.8)を示している.

り、図1aに見られた速度変化の振舞の変化は、小規 模破壊から大規模破壊への遷移に対応していること がわかる。

図2は、 $y = 1/256 \, \text{sk} \, \text{U} \, y = 1/8 \, \text{O}$ 場合につい て、式(9)で定義される速度変化係数 $\varepsilon_{\text{frag}} \, \text{E}$ 破壊規 模 $(M_{\text{disp}}/M_{\text{tot}})$ の関係を示したものである.この図 で $\varepsilon_{\text{frag}} = 0$ は図1a中の破線、つまり最大天体の速 度が系の重心速度に一致する場合に対応している. これより、速度変化係数は破壊規模および質量比に よって大きく変化することがわかる.y = 1/256の 場合には速度変化係数は破壊規模によって大きく変 化し、 $M_{\text{disp}}/M_{\text{tot}} < 0.5 \, \text{cd} \, \varepsilon_{\text{frag}} > 0 \, \text{Cos} \, \text{O}, M_{\text{disp}}/M_{\text{tot}} < 0.5 \, \text{cd} \, \varepsilon_{\text{frag}} > 0 \, \text{Cos} \, \text{O}, M_{\text{disp}}/M_{\text{tot}} < 0.5 \, \text{Cd} \, \varepsilon_{\text{frag}} > 0 \, \text{Cos} \, \text{O}, M_{\text{disp}}/M_{\text{tot}} < 0.5 \, \text{Cd} \, \varepsilon_{\text{frag}} < 0.2 \, \text{Cd} \, \text{Cd}$

以下では、上で見たような速度変化係数の破壊規 模に対する依存性を理解するために、衝突破壊後に 最大天体に含まれずに放出される粒子の運動につい て考える.破壊規模が小さいとき、速度変化係数は y = 1/256では正, y = 1/8では負となっている.こ の違いはインパクターに対する標的天体表面の曲率 が影響していると考えられる. 衝突により放出される イジェクタの振舞は、インパクターに対する標的天体 表面の曲率に依存することが知られている[18].標 的の曲率が小さいとき. 衝突面はインパクターに対し て平面的に振舞う、このとき、標的天体から放出され る粒子はインパクター後方、つまり衝突速度と反対 方向に飛ぶ. インパクター後方に放出される粒子が 衝突速度と反対方向の運動量を持ち去る結果.最大 天体のうける速度変化は合体時よりも大きくなる。し かし、標的天体の曲率が大きいと衝突面は球面的に 振舞い、標的天体から放出されるイジェクタ粒子の うちインパクター後方に飛ぶ割合は小さくなる.図3 は、衝突破壊後に形成される最大天体が、元の二天 体のどの場所に起源をもつかを示している. 図3a, b は破壊規模が小さい場合であり、放出される破片が 元の標的天体において占めていた場所が、インパク ターサイズが変わると大きく変化する様子が確認で きる. 破壊規模が小さい場合に ε frag が y = 1/256 で は正, y=1/8では負となるのは, yが大きいほど標 的天体の曲率が大きく,標的天体から脱出する粒子 がインパクター後方に飛ばなくなるためであると考え られる.

また $\gamma = 1/256$ のとき、速度変化係数 $\varepsilon_{\text{frag}}$ は



図4: M_{disp}/ M_{tot} ≈ 0.8になる大規模衝突のスナップショット. γ= 1/256, u/v_{esc} ≈ 130. 各パネルで右方向が衝突速度 u の方向. 計算開始から の時刻は(a) 0 s, (b) 1000 s, (c) 2000 s, (d) 3000 s.

 $M_{\rm disp}/M_{\rm tot} \approx 0.2$ で最大となり、それより破壊が激し くなると破壊規模の増加に伴って*E* fragは小さくなる. これには標的天体後方、つまり衝突点と反対方向か ら衝突速度方向に飛び出す粒子が寄与していると考 えられる. 図4は、 $M_{disp}/M_{tot} \approx 0.8$ となる場合(u/ $v_{esc} \approx 130$)の衝突のスナップショットを示している. これより, 衝突後に標的天体後方から衝突速度方向 に粒子が放出されている様子が確認できる. このこ とは、最大天体を構成する粒子の標的天体における 場所を示した図3cでも確認できる.一方,このように 破壊規模が大きい場合.標的天体上で衝突点側の 粒子の放出も顕著となり、このことも衝突速度方向 の運動量の持ち去りを促進している. その結果、最 大天体の受ける衝突速度方向の速度変化は、合体 時に比べて小さくなる. このような粒子の寄与によっ て、 $\gamma = 1/256 \mathcal{O}$ ときの $\varepsilon_{\text{frag}}$ は、 $M_{\text{disp}}/M_{\text{tot}} \approx 0.2 \mathcal{O}$ ときにピークとなり、そこから破壊規模の増加に伴っ て小さくなったと考えられる. $M_{\rm disp}/M_{\rm tot} \approx 0.5$ のと き $\varepsilon_{\text{frag}} \approx 0$ となっているが、これは前述のインパク ター後方に飛ぶ粒子の寄与と、標的天体後方に飛ぶ 粒子の寄与とのバランスで決まる. また, M_{disp}/M_{tot} > 0.7では破壊規模の増加に伴ってε_{frag}が増加して いる.これは標的天体の破壊が激しくなった結果.

標的天体後方から放出される粒子が運動量を持ち去 る効果が小さくなったためと考えられる.これに対し てy = 1/8の場合は,破壊規模が大きくなっても放出 される粒子の標的天体における場所の分布の特徴 は大きくは変わらず,放出される領域が拡大していく だけである(図3d). y = 1/8のとき $\varepsilon_{\text{frag}}$ が破壊規 模とともに単調減少するのは,このためだと考えられ る.

このように、標的天体の受ける速度変化は破壊規 模と質量比に大きく依存することがわかった.速度 変化係数 $\varepsilon_{\text{frag}}$ は、これらの効果の寄与とそのバラン スにより特徴的な振舞をする.質量比が小さいとき、 $\varepsilon_{\text{frag}}$ は破壊規模によって増減し、小規模な破壊では 正、大規模な破壊では負となる.一方、質量比が大き いときにはイジェクタが衝突速度方向に放出される 効果が顕著となり、 $\varepsilon_{\text{frag}}$ は破壊規模の増加に伴っ て単調減少する.これらのことは、DARTによる宇 宙衝突実験の結果に基づいて他の小惑星衝突の場 合を考える際に、考慮する必要がある.

4. まとめ

我々は、DARTによる宇宙衝突実験の成果をより 広い観点から理解することを目的として、様々な破 壊規模の場合での小惑星の速度変化について調べ つつある. ここではその第一歩として正面衝突の場 合について調べた. 衝突シミュレーションの結果, 標 的天体が衝突によって受ける速度変化は破壊の規 模,およびインパクターと標的天体の質量比に大きく 依存することがわかった。質量比が小さい場合。小 規模な破壊ではイジェクタが衝突速度と反対方向に 高速で放出され、大きな運動量が持ち去られる.こ のため衝突破壊後の最大天体は完全合体の場合よ りも大きな速度変化を受け、速度変化係数は正とな る.一方,破壊規模が大きい場合には、衝突速度方 向への破片放出が顕著となるため. 最大天体の受け る速度変化は小さくなり、速度変化係数は負となる. また,標的天体に対する質量比が大きい場合は、衝 突速度と反対方向に放出されるイジェクタは少なく 前方に飛ぶものが増えるため、最大天体は完全合体 のときよりも小さな速度変化を受け、速度変化係数 は負となる.

DARTによる宇宙衝突実験での衝突角度は17± 7°と、ほぼ正面衝突であった[19]. 一方、微惑星集 積過程や小惑星の力学進化の過程では、斜め衝突 が頻繁に起きたと考えられる. 小規模衝突での運動 量輸送を調べた従来の研究では、斜め衝突の場合 は運動量輸送の効率が大きく減少し得ることが示さ れている[8]. 破壊規模が異なる場合についても、斜 め衝突の効果を調べる必要がある. また本研究で は、固体天体の破壊過程を考慮したモデル[10,11] を用いているが、標的天体のサイズや摩擦角など物 性に対する依存性は調べていない. DARTによる宇 宙衝突実験との比較を念頭に置いた,小規模衝突に 関する従来の衝突シミュレーションによると. 運動量 輸送効率は標的天体物性値に依存することが示され ている[3,6,7]. 今後これらについてさらに研究を進 め, 微惑星や小惑星の力学進化への応用, 地球防衛 のための人工衝突への示唆等についても考察してい きたい.

謝辞

本研究に対する有益なコメントを頂きましたベル ン大学・Sabina Raducan氏, DART探査成果の 主要論文についてご教示頂いた神戸大学・保井み なみ氏に感謝いたします.また,査読者による丁寧 な査読により本稿の内容をより明確にすることがで きました.本研究の数値計算は国立天文台シミュ レーションプロジェクトの計算機であるXC50システ ムを使用して行われました.本研究はJSPS科研費 22H01286,23K22557 からの助成を受けています.

参考文献

- [1] Thomas, C. A. et al., 2023, Nature 616, 448.
- [2] Cheng, A. F. et al., 2023, Nature 616, 457.
- [3] Raducan, S. D. et al., 2024, Nature Astron. 8, 445.
- [4] Holsapple, K. A. and Housen, K. R., 2012, Icarus 221, 875.
- [5] Jutzi, M. and Michel, P., 2014, Icarus 229, 247.
- [6] Bruck Syal, M. et al., 2016, Icarus 269, 50.
- [7] Raducan, S. D. et al., 2019, Icarus 329, 282.
- [8] Raducan, S. D. et al., 2022, Icarus 374, 114793.
- [9] Stickle, A. M. et al., 2022, Planet. Sci. J. 3, 248.
- [10] Sugiura, K. et al., 2018, A&A 620, A167.
- [11] Sugiura, K., 2020, Development of a Numerical Simulation Method for Rocky Body Impacts and Theoretical Analysis of Asteroidal Shapes (Springer, Singapore).
- [12] Tillotson, J. H., 1962, General Atomic Report GA-3216, 1.
- [13] Benz, W. and Asphaug, E., 1999, Icarus 142, 5.
- [14] Benz, W. and Asphaug, E., 1995, Comput. Phys. Commun. 87, 253.
- [15] Jutzi, M., 2015, Planet. Space Sci. 107, 3.
- [16] Heiken, G. et al., 1991, Lunar Sourcebook, A User's Guide to the Moon (Cambridge University Press).
- [17] Iwasawa, M. et al., 2016, PASJ 68, 54.
- [18] Genda, H. et al., 2017, Icarus 294, 234.
- [19] Daly, R. T. et al., 2023, Nature 616, 443.

著者紹介

西尾 峻人



神戸大学大学院理学研究科 惑 星学専攻 博士前期課程1年.

杉浦 圭祐

三菱電機先端技術総合研究所研究員.名古屋大学 大学院理学研究科博士課程修了,博士(理学).東京 工業大学地球生命研究所研究員,日本学術振興 会特別研究員 PDを経て,2023年4月より現職.

大槻 圭史

神戸大学大学院理学研究科 惑星学専攻 教授. 東京大学大学院理学系研究科 地球物理学専攻 博士課程修了,理学博士. Planetary Science Instituteポスドク,山形大学理学部助手,コロラド 大学大気宇宙物理学研究所研究員を経て2009年7 月より現職.