「2019年度最優秀発表賞受賞論文」 太陽系外縁天体の衛星形成と潮汐進化

荒川 創太^{1,2}, 兵頭 龍樹³, 庄司 大悟^{4,3}, 玄田 英典⁴

2020年3月30日受領, 査読を経て2020年6月3日受理

(要旨) 直径1,000 km以上の太陽系外縁天体は現在6つ発見されており,近年の観測から,これらの大型の外縁天体は衛星を持つことが明らかになった.我々は,巨大衝突とその後の潮汐進化によってこれらの衛星系が形成されたと考え,巨大衝突と潮汐軌道進化の数値計算によって観測と整合的な衛星系が形成される条件を調べている.本稿では,外縁天体の形成・集積機構と1,000 kmサイズの外縁天体の熱史の関係,巨大衝突による衛星形成に対する分化状態の影響,そして潮汐による衛星系の軌道進化,の3つの話題について議論する.離心率の小さい衛星系が多数存在するという観測事実から,我々は,太陽系外縁部においては100 kmサイズ以上の微惑星が太陽系初期数百万年以内に形成され,これらが衝突を繰り返すことで1,000 kmサイズの外縁天体を形成し,さらに巨大衝突によって衛星系も作られたというシナリオを提示する.

1. はじめに

太陽系の外縁部,海王星の軌道よりも外側には多 数の小天体が存在し,これらの小天体は太陽系外縁 天体,あるいは単に外縁天体と呼ばれる.1992年に (冥王星を除いて)最初の外縁天体が発見 [1] され て以降,現在では2,500天体以上発見されている¹. 外縁天体は太陽系の外側領域における微惑星・惑 星形成の歴史を記録していると考えられており,そ の集積過程を理解することは重要である.

現在発見されている外縁天体のうち, 直径1,000 km以上のものは7つある²(冥王星, カロン, エリ ス, ハウメア, マケマケ, Gonggong³, クワオアー. カロンは冥王星最大の衛星である). そして, カロン を除く6つの天体は全て衛星を持つことが知られて いる [3, 4]. これらの衛星系の質量比は1/10から 1/1,000程度であり、衛星の離心率は0.1程度かそ れ以下のものが多い(表1).これらの衛星系の形成 機構についてはよくわかっていない部分も多いが、 特に冥王星・カロン系の形成機構として巨大衝突が 有力視されている [6].また、大型の外縁天体表層 の色の多様性も巨大衝突によって生み出された可能 性があり [7]、冥王星だけでなく他の1,000 kmサイ ズの外縁天体も巨大衝突を経験し、その際に衛星系 を形成したのかもしれない.

巨大衝突とその後の潮汐進化によってこれらの衛 星系が形成されたとして、観測されている衛星系の 特徴から、衝突前の外縁天体の内部状態(分化状 態,温度など)や集積過程に対してどのようなことが 言えるだろうか.後述(2.3節)するように、1,000 km サイズの外縁天体の巨大衝突においては衝突による

 ^{1.}東京工業大学理学院地球惑星科学系
2.国立天文台
3.宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所
4.東京工業大学地球生命研究所sota.arakawa@nao.ac.jp

¹散乱円盤天体やケンタウルス族も含めると3,871天体発見されて いる(2020年3月19日現在). Minor Planet Center website (https://minorplanetcenter.net/mpc/summary) を参照. ²セドナの直径は995±80 km と求められており [2], 本研究では 直径1,000 km以上の外縁天体に含めないものとした. なお, セド ナに衛星は見つかっていない.

³2007 OR₁₀は2020年2月5日にGonggongと命名された.

本体 (半径)	_{最大の} 衛星 (半径)	質量比	本体の自転	衛星の自転	公転周期	離心率
冥王星 (1187 km)	カロン (606 km)	1.2 × 10 ^{−1}	153.2 時間	153.2 時間	153.2 時間	5 × 10-5
エリス (1163 km)	ディスノミア (350 km)	3 × 10-2	25.9	(不明)	379	< 4 × 10 ⁻³
ハウメア (816 km)	ヒイアカ (150 km)	4.5 × 10−³	3.91	9.8	1187	5 × 10-2
マケマケ (715 km)	<i>MK 2</i> (90 km)	2 × 10-3	7.77	(不明)	300–16000	(不明)
Gonggong (770 km)	Xiangliu (180 km)	1 × 10-2	22.4 or 44.8	(不明)	605	0.3
クアオワー (535 km)	ウェイウォット (40 km)	4 × 10-4	8.84 or 17.7	(不明)	289	0.15

表1: 直径1,000 km以上の太陽系外縁天体とその衛星(質量比,自転・公転周期,離心率).

温度上昇の効果は限定的であり,衝突直後の衛星 や中心天体の内部状態は衝突前の状態を反映する. そして,潮汐による軌道進化は衛星と中心天体の内 部状態に強く依存するため,観測されている衛星系 の軌道から外縁天体の熱史,集積史を制約すること が可能であると期待される.

本稿では、外縁天体の形成・集積機構と1,000 kmサイズの外縁天体の熱史の関係、巨大衝突によ る衛星形成に対する分化状態の影響、そして潮汐 による衛星系の軌道進化、の3つの話題について、 我々の理論研究の結果をもとに議論する.2章では 外縁天体の集積過程として提案されている様々なシ ナリオについて、形成される1,000 kmサイズの外縁 天体がどのような内部状態になると期待されるか、 簡単な熱進化の計算からの見積もりを示す.3章で は巨大衝突によってどのような衛星が形成されるの か、数値流体シミュレーションによって調べた結果 を紹介する.4章では巨大衝突によって形成された 衛星系がその後潮汐によってどのように軌道進化す るのか、粘弾性モデルを用いた熱進化と軌道進化の カップリング計算の結果から議論する.

2. 外縁天体の集積過程と熱進化

標準的な惑星形成シナリオによると,惑星は以下 の3段階プロセス,つまり,(1)原始惑星系円盤にお ける固体微粒子の合体成長,(2)mmサイズに成長 した固体微粒子凝集体の集積による微惑星形成, (3) そして微惑星の集積, によって形成されたと考 えられている. また, 近年では微惑星に固体微粒子 凝集体が集積することで惑星へと成長するシナリオ も提案されている.太陽系外縁天体の形成に関して も、大質量微惑星円盤における1 kmサイズの微惑 星の集積 [8], 低質量微惑星円盤における固体微 粒子凝集体の集積 [9] , 原始惑星円盤中でのスト リーミング不安定 [10] や永年重力不安定など [11] によって濃集した固体微粒子凝集体の重力不安定 による微惑星形成,原始惑星円盤中での微惑星へ の固体微粒子凝集体の集積(いわゆるペブル集積) [12]. 等の様々なモデルが提案されている. そして. それぞれのモデルにおいて予想される微惑星サイ ズとその後の集積タイムスケールが異なる. 掩蔽観 測によって1 km程度以下の外縁天体が発見されて おり、0.1-1 kmサイズの外縁天体の個数が推定さ れている [13, 14]. これらの結果は、外縁天体が1 km程度の微惑星として誕生し、微惑星集積による 暴走成長でより大きな外縁天体が形成された場合の サイズ分布 [8] と整合的であり、サイズ分布は1-2 km付近に超過を持つ。一方で、カロン表面のクレー ターサイズ分布 [15] は1 km程度以下の外縁天体 の個数が少ないことを示唆しており、1 kmサイズの 微惑星の暴走成長が予言するサイズ分布と一致しな い. さらに、100 kmサイズの外縁天体の二重小惑星 の質量比、軌道、色などの特徴は、外縁天体が原始 太陽系星雲中で100 kmサイズの天体として誕生した 場合によく説明できることが指摘されている [10].



図1: 放射性核種の壊変熱による半径100 kmの微惑星中心の 温度進化. 橙は原始太陽系星雲誕生後300万年後に微惑 星が誕生した場合,青は200万年後に誕生した場合の結果 である.実線は天体内部での冷却メカニズムとして対流を 考慮した場合,破線は熱伝導のみを考慮した場合である.

2.1 放射性核種の壊変による微惑星の熱進化

上述のように,外縁天体の集積過程として様々な シナリオが提示されているが,微惑星形成・集積過 程の違いは外縁天体の熱史にどのような違いを生み 出すだろうか.我々は放射性核種の壊変による微惑 星の熱進化を計算し,微惑星サイズに対する依存性 を調べた.

図1に短寿命放射性核種の壊変熱による半径100 kmの微惑星の熱進化計算の結果を示す. 微惑星内 部の温度構造は1次元球対称を仮定し, 伝導及び対 流による熱輸送過程 [16] を考慮した⁴. 天体中心の 温度は, 短寿命核種²⁶A1の壊変による温度上昇と, その後の対流・伝導による温度低下を経験する. 半 径100 kmの未分化な氷微惑星の場合, 温度上昇 のタイムスケールは100万年, 冷却のタイムスケール は1,000万年程度である(図1). 微惑星の形成時刻 (t = 0は太陽系最初期の高温凝縮物の形成年代, 45.67億年前とする), 及び対流を考慮するか否かに よって最高到達温度は異なるが, 天体内部が氷の融 点(約273 K) に達しない場合は150 K以下では初 期条件によらず似た熱進化をたどる.

図1同様に, 短寿命放射性核種の壊変熱による 半径10 kmの微惑星の熱進化計算の結果を図2に 示す. 半径10 kmの微惑星の場合, たとえ太陽系初 期100万年のタイミングで微惑星が形成されたとして も、その後数百万年以内にほぼ全ての壊変熱を熱伝 導によって失うことがわかる⁵.これは形成後1,000 万年程度の期間、天体内部に²⁶A1の壊変熱を蓄える ことのできていた半径100 kmの微惑星の熱進化と は対照的である.

上で得られた熱進化の微惑星サイズ依存性は,小 惑星内部の熱伝導による冷却タイムスケール tcoolと 熱源となる放射性核種の半減期t1/2とを比較するこ とで理解できる.熱伝導による冷却タイムスケール は以下の式で与えられる.

 $t_{cool} \sim \rho CR^2 / (3 k) \sim 4 \times 10^7 (k / 5 W m^{-1} K^{-1})^{-1} (R / 100 km)^2$ 年. ここで $\rho \sim 2,000 kg m^{-3}$ は微惑星の密度, $C \sim 1,000 J kg^{-1} K^{-1} は比熱容量, R は半径, そして k は$ 熱伝導率である⁶. これを主要な熱源である短寿命 $核種²⁶A1の半減期(<math>t_{1/2} = 7.2 \times 10^7$ 年)と比較すると, 微惑星サイズが100 km程度以上の場合には,微惑



図2: 放射性核種の壊変熱による半径10 kmの微惑星中心の温度 進化. 線種の違いは微惑星の形成時刻の違いを表している.

⁴本研究において我々は混合距離理論を用いて対流による熱流 量を計算した.しかし,本手法による熱流量の見積もりには数倍 程度の不定性があると考えるべきであろう(文献 [17] の解説を 参照されたい).

⁵図2に示した計算においては、対流は天体内部の冷却に寄与し ない。

⁶氷天体の熱伝導率は空隙を考慮しない場合には100 Kで 5 W m⁻¹ K⁻¹ 程度であるが、空隙を含む場合には1桁ないし2桁 程度低下すると考えられる.また、氷が非晶質であった場合にも 熱伝導率は低下する [18]. 固体微粒子凝集体の熱伝導率につい ては著者らの論文 [19, 20] 等を参照されたい. 星形成時に存在していた短寿命核種による壊変熱 は半減期よりも十分長いあいだ天体内部に閉じ込め られるため、壊変熱がほぼ全て温度上昇に寄与し、 冷却タイムスケール程度の期間は高温になる(ただ し、これは対流の効果を無視した場合にのみ成り立 つ.対流の効果を考慮した場合には、対流による冷 却と放射壊変による加熱の釣り合いで最高到達温 度が決まる).一方で、半径が10 km程度以下の微 惑星の場合には、²⁶A1の半減期よりも冷却タイムス ケールのほうが短いため、微惑星形成後t1/2程度の 期間に発生した壊変熱のみが温度上昇に寄与する. また、半減期よりも短いタイムスケールで微惑星は 冷却する.

2.2 集積時の重力エネルギーの 解放による加熱

直径1,000 km程度以上の大きな天体の場合,集 積時に解放される重力エネルギーも主要な熱源にな り得る.そしてその加熱の度合いは,集積メカニズ ム(微惑星集積 [8] か固体微粒子凝集体の集積 [9] か)や集積のタイムスケール,そして天体サイズなど に依存する.我々は,まず微惑星集積によって1,000 kmサイズの外縁天体が成長した場合について,次 に固体微粒子凝集体の集積によって成長した場合 について,それぞれ検討する.

天体集積によって解放される重力エネルギー E_{grav} は、内部密度一様の仮定の下、下式で与えられる. $E_{\text{grav}} = 0.6 G M^2 / R.$

ここでGは万有引力定数, Mは天体質量である.ゆ えに,解放された重力エネルギーのうちある割合 η_h(<1)が天体内部に熱エネルギーとして持ち込ま れ,温度上昇に寄与したとすると,集積による温度 上昇ΔTは下式で見積もることができる.

 $\Delta T = \eta_{\bullet} \bullet 0.6 G M / (C R) ~ 170 (\eta_{h} / 0.5) (R / 1,000 km)^{2} K.$ ここで天体内部密度は2,000 kg m⁻³,比熱容量は 1,000 J kg⁻¹ K⁻¹を仮定した.熱エネルギーへの変換 効率 η_{h} は不定性が大きいパラメータであるが,微 惑星集積を考える場合には0.5程度以下であろう [21].ゆえに,微惑星集積によって外縁天体が1,000 kmサイズの天体へと成長した場合,集積時の重力 エネルギーの解放によって100 K程度の温度上昇が 期待される⁷.



図3:半径1,000 kmの外縁天体が固体微粒子凝集体の集積で 成長した場合の、天体表層付近の温度の見積もり、温度T は集積タイムスケールτおよび熱エネルギーへの変換効率 ηhに依存する.集積前の固体微粒子凝集体の温度は40 K と仮定した.

一方,固体微粒子凝集体の集積によって成長する 場合,重力エネルギーの解放は天体表層で起こる ため,温度上昇は衝突エネルギーの持ち込みと輻 射による冷却との釣り合いで決まる[7].図3に半 径1,000 kmの外縁天体が固体微粒子凝集体の集 積で成長した場合,表層付近の温度が集積タイムス ケールによってどのように変化するか示した.この計 算において,固体微粒子凝集体の天体表層への衝 突速度は脱出速度と仮定した.図3からわかるよう に,集積タイムスケールが100万年よりも短い場合に は天体表層の温度が100-200 K程度まで上昇し得 る一方,1,000万年よりも長い場合には天体の温度 は集積する固体微粒子凝集体の温度とほぼ等しく 温度上昇は小さい.

以上より,1,000 kmサイズの外縁天体はその形成 プロセスによって異なる内部温度になることが予想 される.(a) 微惑星が100 kmサイズで誕生し,その 後衝突合体を繰り返して成長した場合,100 kmサイ ズの微惑星は形成後約1,000万年間は150-200 K の内部温度にあり,さらに微惑星集積で形成される 1,000 kmサイズの外縁天体は100 K程度温度が上

⁷この見積もりにおいては、簡単のため、天体内部で一様に温度上 昇したと仮定している。微惑星集積時に衝突点のごく近傍ではこ れより遥かに大きな温度上昇が起こり、結果として局所的に溶融 する可能性がある。



図4: 半径500 km(橙) および半径1,000 km(青) の未分化な外 縁天体の長寿命放射性核種の壊変熱による天体中心の熱 進化. 熱伝導・対流の冷却メカニズムを考慮し時間進化を 計算している. 実線は原始太陽系星雲誕生後1,000万年後 に200 Kだった場合, 破線は40 Kだった場合の計算結果で ある.

昇するだろう. これは氷天体の溶融・分化が起こり 得る温度である. (b) 一方, 1 kmサイズの微惑星の 集積によって1,000 kmサイズの外縁天体が形成さ れた場合には,太陽系初期数百万年以内に外縁天 体の成長が完了しない限り集積する微惑星はすで に冷却されており,集積による重力エネルギーの解 放(100 K程度)のみが寄与するであろう. (c) また, 固体微粒子の集積によって1,000 kmサイズの外縁 天体へと成長するシナリオでは,形成後の内部温度 は(集積タイムスケールが1,000万年以上の場合に は)100 K以下になると予想される.

長寿命の放射性核種(²³⁸U, ²³⁵U, ²³²Th, ⁴⁰Kなど) の壊変熱は1,000 kmサイズの外縁天体の10億年ス ケールの熱進化において重要である [22] が、壊変 熱で100 K程度の温度上昇が起きるまでには数億 年程度かかる(図4).ゆえに、衛星形成を引き起こ す巨大衝突がそれ以前に発生する場合には、少なく とも巨大衝突直前の温度構造を考える上で長寿命 核種の壊変熱の影響は考えなくてよい.また、天体 内部の温度が約150 Kよりも高くなると対流によって 温度上昇が抑制されるため、長寿命核種の壊変熱に よる外縁天体の溶融・分化は起こらないだろう⁸.

2.3 巨大衝突による温度上昇の見積もり

巨大衝突によって2天体の質量のほぼ全てが1つ の天体に取り込まれるとき、衝突前後での自己重力 エネルギーの差分から温度上昇を見積もることがで きる.回5に半径 R_{tar}の外縁天体に半径 R_{imp} (< R_{tar}) の天体が衝突するときの温度上昇ムTを示す.重力 エネルギーの解放による温度上昇は天体半径の2乗 に比例するため、半径1,000 kmの外縁天体同士の 衝突では約200 Kの温度上昇がある一方、半径500 kmの天体の場合は巨大衝突による温度上昇は50 K以下である.冥王星とカロンは半径1,000 km程 度の2天体の巨大衝突によって形成されたと考えら れており [6,7]、衝突時の温度上昇が溶融・分化を 引き起こす可能性もあるが、半径500 km程度の外 縁天体の場合には巨大衝突によって全球溶融する可 能性は低いだろう.



図5: 半径RtarおよびRimp (< Rtar) の2つの外縁天体が巨大衝突 した際の温度上昇ΔTの見積もり. 衝突合体によって解放さ れた重力エネルギーは全て温度上昇に使われると仮定した.

3. 巨大衝突による衛星形成

我々は2章で、巨大衝突前の1,000 kmサイズの 外縁天体はその形成・集積機構によって溶融・分化 している場合とそうでない場合と両方の可能性があ

⁸ただし,対流による熱輸送が効くかどうかは仮定する粘性の値 に依存する.対流が発生しない,高い粘性を仮定した場合には 長寿命核種の壊変熱で分化し得る.



図6: 質量4 × 10²¹ kgと2 × 10²¹ kgの2つの分化した外縁天体の巨大衝突による衛星形成の数値流体シミュレーション.計算設定は、衝突前の2天体の氷・岩石比が共に1、衝突速度は脱出速度、衝突角度は75度である.この計算には文献 [24]のSPH法のコードを用い、総粒子数120万の計算を実施した.計算開始後166,230 秒後の時点で質量比0.054の衛星系が形成されており、この時点での衛星系の離心率は0.53である.

ることを示した.では,現在観測されているような質 量比がおよそ1/10から1/1,000程度の衛星系(表1) はどちらの場合に再現可能なのだろうか.過去の研 究では,冥王星・カロン系のような質量比の大きい衛 星系は未分化の天体同士[6,7],あるいは部分分化 状態[23]の天体同士の巨大衝突で形成されており, 完全に分化している天体同士の巨大衝突によって大 きな衛星を形成することは困難であると考えられて きた.一方,質量比1/100程度の衛星やそれよりも 小さな衛星がどのように形成されたのかはよくわかっ ておらず,(カロンのように)衝突した天体が直接分裂 し衛星を形成するモデルと,巨大衝突後に円盤を形 成しその後再集積する(地球の月形成と似た)モデ ルの両方が考えられる.

そこで我々は、SPH法を用いた巨大衝突の数値シ ミュレーションによって、様々な質量比の衛星系が形 成できるかどうか調査した(文献 [24] の計算コード を用いた).図6は分化天体同士の巨大衝突ののち、 衝突した天体の分裂によって衛星が形成される場 合のシミュレーション結果の一例である.計算開始 後166,230秒後のスナップショットから、巨大衝突に

よっていくつかの塊状の分裂片(衛星または系外に 放出される天体になる)と粒子状のばらばらな破片と が形成されることが見て取れる。我々は天体の分化 状態,質量比,総質量,組成,及び衝突速度・角度 を変えてパラメータサーベイを行い、衛星の形成条 件と形成される衛星系の質量比を調べた [5]. その 結果.(1) 衝突前の2天体が分化しているかどうかに よらず、脱出速度程度の低速かつ衝突角度75度程 度のかすり衝突が起きた場合、質量比1/10程度の 衛星系が形成されうる。(2) 衝突前の2天体が分化し ているかどうかによらず, 脱出速度程度かつ衝突角 度45度程度の衝突によって質量比1/100-1/1.000 程度の様々な衛星系を衝突天体の分裂によって作 ることができる。(3) 一方で、衝突によって形成され た円盤(中心天体に重力的に束縛されているばらば らな破片)の質量からその後の再集積で形成され る衛星の質量を見積もる [25] と衛星系の質量比は 1/1.000程度以下になってしまい、これは観測を説 明できない、ということが明らかになった(詳細は 文献 [5] を参照されたい). つまり, 衝突前の2天体 が分化していようといまいと、巨大衝突による衝突

天体の分裂によって、観測されている質量比1/10-1/1,000程度の様々な衛星系を形成可能であること が示された.

大型の外縁天体における衛星の存在頻度につい ても簡単に議論する. 巨大衝突の衝突角度はランダ ムであるとみなすことができ,衝突角度 θ 以上の衝 突である確率は $P_1(\theta) = \cos^2(\theta)$ となる. また, 典型 的な衝突速度は脱出程度であると考えてよいだろう [6]. よって,衝突角度 θ 以上の衝突で衛星系が形成 されると仮定した場合,現在6天体知られている直 径1,000 km以上の外縁天体において,それぞれ1 回の巨大衝突によって衛星を形成できる確率 $P_6(\theta)$ は以下で与えられる.

 $P_6(\theta) = [P_1(\theta)]^6 = \cos^{12}(\theta).$

これに具体的な数値を代入すると*P*₆(45°)=1.6%, *P*₆(30°)=18%となり,観測される衛星の存在頻度 (6天体中6天体)が再現されない可能性のほうが高 いことがわかる⁹.このことは大型の外縁天体は典 型的に複数回の巨大衝突を経験し,いずれかの衝 突によって衛星系が形成されたということを示唆し ているのかもしれない.

4. 衛星系の潮汐による軌道進化

我々は巨大衝突によって観測される外縁天体の衛 星系の質量比を説明できることを明らかにした.で は、衛星系の離心率や公転周期はどのような条件 のもとで再現可能なのだろうか.巨大衝突の数値シ ミュレーションの結果、形成直後の衛星系の離心率 は0から1の全範囲に分布することが明らかになっ た[5].一方で、観測される衛星系の離心率は概ね 0.1程度あるいはそれ以下であり、これは潮汐による 軌道進化を反映していると考えられる.潮汐による 軌道進化は天体内部の状態に強く依存するため、軌 道進化のシミュレーション結果を観測と比較するこ とで、衛星系形成直後の天体内部の状態、ひいては 1,000 kmサイズの外縁天体の形成プロセスを制約 できる. 本稿では、中心天体と衛星がともに未分化の場合 について、天体の熱進化と軌道進化のカップリング 計算の結果を紹介する(計算には文献 [26] の手法 を用いた).中心天体及び衛星は内部が一様な球で あると仮定し、天体内部の温度Tの時間変化は潮汐 散逸による加熱¹⁰、放射性核種の壊変による加熱、 そして対流・熱伝導による冷却を考慮し計算する. 次に、その時刻における天体内部の温度から粘性 η を求め、これを用いて衛星系の離心率 e、軌道長半 径 a、中心天体及び衛星の自転角速度 Ω_p, Ω_sの時間 変化を計算する.そして次の時刻における加熱・冷 却率を計算する.これを計算機内でタイムステップ 毎に繰り返すことで熱進化と軌道進化のカップリン グ計算ができる.

対流によるエネルギー輸送の大きさは、天体表層 の不動蓋(stagnant lid)の厚さ D_{id} 及び天体内部 と表層の温度差 $T-T_s$ とから計算した(深さ D_{id} 以上 の天体内部領域において等温であると仮定した). 不動蓋の厚さと天体半径の比はヌッセルト数Nuと 呼ばれ、対流の数値シミュレーションに基づく経験 式から計算される(詳細は文献 [26]を参照された い¹¹).氷天体内部の粘性は以下の式で与えられる.

 η (T)= $\eta_{\rm ref} \exp[(E_{\rm a} / R_{\rm g} / T_{\rm m}) (T_{\rm m} / T - 1)].$

ここで η ref は融点での粘性, E_a は活性化エネルギー, R_g は気体定数, T_m は融点である. 多結晶氷の粘性 は結晶粒径 r_0 に依存することが知られており [27], 下式で与えられる.

 $\eta_{\rm ref} \sim 10^{10} (r_0 / 1 \ \mu m)^2 \ {\rm Pa \ s.}$

未分化の外縁天体の場合, 天体内部はミクロンサイ ズの氷及び岩石粒子が混合された状態になっている と考えられる. このような状況下では, Zenerのピン 止め効果 [28] によって結晶粒成長が抑制されるこ と知られており, これは水氷と微量の不純物を混合 した系における粒成長実験 [29] においても確認さ れている. ピン止め効果の理論に基づくと, 安定結 晶粒径rは不純物粒子の粒径dと体積分率fを用い てr~(4d)/(3f) で与えられる [28]. ゆえに, ミクロ

⁹セドナも含めて7天体中6天体に衛星が存在すると考えた場合, 衛星系の存在頻度を再現できる確率は, θ = 45°のとき5.5%, θ = 30°のとき31%となり,再現可能性はセドナを考慮しない場 合と比較して高くなる.

¹⁰なお、本稿で紹介する計算結果において潮汐散逸による加熱量 は長寿命核種の壊変熱の寄与と比べて十分小さく無視できる。 ¹¹ただし、本研究で用いた内部構造モデルはヌッセルト数の算出時 の仮定に必ずしもそぐわない、より定量的な議論のためには、3次 元対流計算によって多様な条件下でヌッセルト数を調べ、本研究 で考える状況下で適用可能な経験式を明らかにする必要がある。



図7:(左)直径1,200 kmの外縁天体と直径120 kmの衛星からなる系の離心率進化.色の違いは衛星形成時点での温度の違いを表す.衛星と中心天体は初期に同じ内部温度を持つと仮定している.離心率の時間変化が不連続なところでは、(衛星の自転角速度)/(平均運動)が整数または半整数になっていて、その前後で離心率の時間微分が不連続に変化している(詳細は文献 [5, 33] 等を参照されたい).(右)中心天体(実線)及び衛星(破線)の温度進化.色の違いは衛星形成時点での温度の違いを表す.衛星形成後約1億年後以降の熱進化は、初期に仮定した温度にほとんどよらないことがわかる.

ンサイズの岩石粒子を10 vol. %程度以上含む未分 化氷天体において,氷の結晶粒径はミクロンサイズ になり,融点での粘性はηref~10¹⁰ Pas程度の値をと り得る¹².また,対流運動によって結晶内部に転位 が増加し歪みが蓄積すると,これを解消するために (動的)再結晶が起こる [31].再結晶後の粒径は流 動応力に依存し,ピン止め効果などによって粒成長 が阻害されている場合には地質学的なタイムスケー ルで結晶粒径が小さく保たれる可能性もある.

潮汐による軌道進化は著者らの論文 [5] の手法 を用いて計算した.ただし、本稿で紹介する計算で は複素ラブ数んを粘弾性モデルに基づいて計算し ている(粘弾性モデルはアンドレードモデルを採用 した.詳細は文献 [26] を参照されたい).また、軌 道進化の計算に必要な関数であるeccentricity function [32] を±200次まで計算することで、離 心率約0.9以下での軌道進化を正しく計算できるよ うにした.

図7(左)に直径1,200 kmの外縁天体と直径120

kmの衛星からなる系の離心率進化を示す.初期の 温度Tiniは中心天体と衛星とで等しい¹³と仮定し,初 期の離心率はe = 0.3,軌道長半径はa = 3,500 kmとした.初期温度が250 Kの場合には衛星形成 から45億年後の離心率がほぼe = 0になっている のに対し,100 Kからの場合には最終的な離心率が 0.9以上になっていることがわかる.初期温度を変え て計算を行なった結果,240 K以上から潮汐進化し た場合にはe < 0.1に円軌道化する一方,230 K以 下から進化した場合にはe > 0.5(多くの場合には e > 0.9)の高離心率軌道になった.また,図7(右) に中心天体及び衛星の温度進化を示す.未分化な外 縁天体の冷却タイムスケールに関する議論(2.1節) から,100 kmサイズの衛星は1億年程度で長寿命 核種の壊変熱と熱伝導による冷却の釣り合いで決

¹³もちろん、中心天体と衛星の温度が厳密に等しいということは 現実的でない、例えば、カロンのような大きな衛星は巨大衝突時 にインパクター(巨大衝突する2天体のうち小さいもの)の一部が 分裂することで形成される(図6).ここで2章の議論から、インパ クターよりターゲット(巨大衝突する2天体のうち大きいもの)のほ うが衝突直前に高温であると考えられるので、衛星の形成直後 の温度は中心天体よりも低いかもしれない.ただし、巨大衝突に よる加熱が中心天体と衛星のそれぞれに対してどの程度効くの かは自明ではなく、衛星のほうが高温になる可能性もある。今後、 様々な初期条件で巨大衝突のパラメータサーベイを実施し、衛星 系の初期温度について精査する必要がある。

¹²ただし,多くの(分化している)氷衛星や冥王星については多く の場合,氷マントルのηrefとして10¹⁴ Pas程度の値が用いられて いる [30].今後,未分化な氷天体のηrefについて,小さな衛星の 軌道進化や地形の緩和などの情報から観測的に制約が与えられ ることを期待したい.



図8: 衛星と中心天体での散逸の比Aの温度依存性. 衛星の自転 と公転は同期しており、その周期は30時間とした. 色の違い は中心天体の自転周期P_pの違いである. 散逸の比Aが1よ りも大きい場合には衛星での潮汐散逸によって系の離心率 が低下し、Aが1よりも小さい場合には離心率が上昇する.

まる温度に落ち着くと予想される. これが正しいこ とは計算結果からも読み取れる. 一方, 直径1,000 km程度の中心天体の場合は長寿命核種の壊変熱 と対流による冷却の釣り合いによって1億年後以降 の熱進化が決まる.

衛星系の離心率進化は、衛星と中心天体とどちら の内部で潮汐によるエネルギー散逸が起きているか によって決まる(例えば冥王星・カロン系の潮汐進化 に関する文献 [33] を参照されたい).衛星と中心天 体での散逸の比Aは下式で与えられる.

 $A \sim (\text{Im}(k_{2s}) / \text{Im}(k_{2p})) (R_s / R_p)^{-1}.$

ここで k2sとk2pは衛星と中心天体の複素ラブ数, Rs とRpは衛星と本体の半径である. 複素ラブ数は一様 球の粘弾性モデルから計算した. 衛星の自転が公 転と同期しており, 衛星と中心天体の内部温度が等 しいという仮定の下で, 散逸の比Aを計算すると図 8が得られる. ここでPpは中心天体の自転周期であ る. 中心天体の自転速度にもよるが, 衛星の内部温 度が240 K以上のときにはA>1となって離心率が 低下, それ以下の場合には離心率が上昇することが わかる. これは離心率の時間進化(図7左)と整合的 な結果である.

以上より,未分化の中心天体および衛星の熱進化 と軌道進化のカップリング計算から,衛星系が円軌 道化するためには初期に240 K以上という氷の融点 に近い高温状態を仮定する必要があることが明らか になった.一方で、観測されている衛星系の多くは 離心率0.1程度以下であり、全ての衛星系が240 K から273 Kの狭い温度範囲で形成されたと考えるの は厳しいと思われる.ゆえに我々は、外縁天体の衛 星系は未分化天体ではなく分化天体の可能性が高 いと結論づけた.今後、分化天体の衛星系について も潮汐軌道進化の計算を行い、実際に離心率の小 さな衛星系が形成されやすいのかどうか検証してい く予定である.

5. まとめと今後の展望

太陽系の海王星より外側には多数の太陽系外縁 天体が存在しており、これらは太陽系の外側領域に おける微惑星・惑星形成の歴史を記録していると考 えられる.近年の観測から、直径1,000 km以上の 外縁天体は全て衛星を持つことが明らかになった. 我々は、巨大衝突とその後の潮汐進化によってこれ らの衛星系が形成されたと仮定して、観測されてい る衛星系の特徴を再現するための条件を理論的に 調べた(図9).

2章では、主に1次元の天体内部の熱進化計算か ら、外縁天体の形成・集積機構によって1.000 km サイズの天体が形成された時点での温度が異なるこ とを示した. 外縁天体の二重小惑星の特徴 [10] や カロン表面のクレーターサイズ分布 [15] からは太陽 系外縁において微惑星は100 kmサイズで誕生した というシナリオが支持されている.この場合にはそ の後の微惑星集積によって形成される1,000 kmサ イズの外縁天体は200 K以上の高温になり、場合に よっては氷の溶融、天体の分化を経験することが明 らかになった. 一方, 掩蔽観測 [13, 14] などから示 唆される1 kmサイズの外縁天体の個数密度は、微 惑星がまず1 kmサイズの天体として形成され、その 後の暴走成長によって1,000 kmサイズの天体まで 成長したという説を支持する、この場合には1.000 kmサイズの天体の内部温度は200 K以下になるで あろう.

3章では,SPH法を用いた巨大衝突による衛星 形成の数値流体シミュレーション [5] によって何が わかったのかを簡単にまとめた(図9上).最も重要



図9:本研究のまとめ.(上)巨大衝突による衛星形成の数値シミュレーションの結果の1例.(下)衛星形成後の潮汐による軌道進化の概念図. 数値シミュレーションによると形成直後の衛星は離心率が大きい一方,観測からは現在の離心率は小さいことがわかっている.ゆえに,衛 星形成後の潮汐による軌道進化によって離心率を減少させる必要がある.潮汐による軌道進化は衛星及び中心天体の熱進化に依存し, これは外縁天体の形成・集積メカニズムと密接に結びついている.

な結論は、衝突する2天体が分化していようがいま いが、脱出速度程度の衝突によって質量比1/10-1/1,000程度の様々な衛星系を形成可能であるとい うことである.この質量比の範囲は現在観測されて いる衛星系の質量比の分布と整合的であり、これは 巨大衝突が衛星系の形成プロセスとして有力である ことを裏付けるものである.

4章では、粘弾性モデルを用いた未分化天体の衛 星系の熱進化と潮汐軌道進化のカップリング計算 を行い、衛星系の離心率が0.1程度以下になる条件 を調べた(図9下).巨大衝突直後の衛星系の離心 率は0から1の全範囲に分布する一方、観測されてい る衛星系の多くは離心率0.1程度以下である.我々 のカップリング計算から、衛星系の離心率が0.1以 下に低下するのは(氷の粘性に関する不定性はある が)衛星形成直後の温度が240 K以上の場合に限ら れるということが明らかになった.これは、全ての衛 星系が240 Kから273 Kの狭い温度範囲で形成さ れたとは考え難いことから,外縁天体の衛星系は分 化した天体の潮汐進化によって形成されたことを間 接的に支持していると解釈できる.

今後の展望として,まず分化した天体の衛星系 について熱進化と軌道進化のカップリング計算を 行い,溶融・分化した衛星が本当に円軌道化できる のかどうかを確認する必要がある.また,外縁天体 が分化している場合とそうでない場合とでアルベド や色にも違いが生じることが期待される.よって, 100-1,000 kmサイズの微惑星の集積および熱進 化の計算から天体表層アルベドのサイズ依存性を求 め,これをHerschelやSpitzerによる赤外での熱 放射観測 [34] から求められている天体サイズとアル ベドの関係と比較することで,衛星の潮汐進化以外 の視点からも太陽系外縁部における微惑星形成・集 積プロセスを議論することができるだろう.

謝辞

指導教員である中本泰史教授には、本研究およ びその他全ての研究において有益なコメント,指導, 助言をいただきました、心より感謝申し上げます、ま た,2019年度も惑星科学杯(フットサル大会)を企 画・実施していただき、心身ともに充実した状態で学 会初日の発表に臨むことができました. 幹事の皆様 および一緒に参加された皆様に御礼申し上げます。 フットサル終了後、国立天文台の堀安範氏には東工 大の後輩と一緒に京都の美味しいラーメンをご馳走 になり、ポスター発表でも潮汐に関する有益なコメン トをいただきました. 深謝いたします. さらに, 査読 者である北海道大学の鎌田俊一氏には多数の建設 的なコメントを頂き、本稿の改善する上で大きな助け となりました. ここに厚く御礼申し上げます. 本研究 は日本学術振興会の特別研究員奨励費(17I06861) の助成を受けました.

参考文献

- [1] Jewitt, D. and Luu, J., 1993, Nature 362, 730.
- [2] Pál, A. et al., 2012, A&A 541, L6.
- [3] Parker, A. H. et al., 2016, ApJL 825, L9.
- [4] Kiss, C. et al., 2017, ApJL 838, L1.
- [5] Arakawa, S. et al., 2019, Nat. Astron. 3, 802.
- [6] Canup, R. M., 2005, Science 307, 546.
- [7] Sekine, Y. et al., 2017, Nat. Astron. 1, 0031.
- [8] Schlichting, H. et al., 2013, ApJ 146, 36.
- [9] Shannon, A. et al., 2016, ApJ 818, 175.
- [10] Nesvorný, D. et al., 2019, Nat. Astron. 3, 808.
- [11] 冨永遼佑ほか, 2019, 遊星人 28, 172.
- [12] Johansen, A. et al., 2015, Sci. Adv. 1, e1500109.
- [13] Schlichting, H. et al., 2012, ApJ 761, 150.
- [14] Arimatsu, K. et al., 2019, Nat. Astron. 3, 301.
- [15] Singer, K. N. et al., 2019, Science 363, 955.
- [16] Kimura, J. et al., 2009, Icarus 202, 216.
- [17] 鎌田俊一, 2018, 遊星人 27, 286.
- [18] Andersson, O. and Inaba, A., 2005, Phys. Chem. Chem. Phys. 7, 1441.
- [19] Arakawa, S. et al., 2019, Icarus 324, 8.
- [20] Arakawa, S. et al., 2019, Prog. Theor. Exp. Phys.

2019, 093E02.

- [21] McKinnon, W. B. et al., 2008, in The Solar System Beyond Neptune, 345 (Univ. of Arizona Press).
- [22] Kimura, J. and Kamata, S., 2020, Planet. Space Sci. 181, 104828.
- [23] Canup, R. M., 2011, AJ 141, 35.
- [24] Genda, H. et al., 2015, Icarus 262, 58.
- [25] Hyodo, R. et al., 2015, ApJ 799, 40.
- [26] Shoji, D. et al., 2013, Icarus 226, 10.
- [27] 久保友明, 2007, 遊星人 16, 13.
- [28] Smith, C. S., 1948, Trans. AIME 175, 15.
- [29] Kubo, T. et al., 2009, J. Miner. Petrol. Sci. 104, 301.
- [30] Kamata, S. et al., 2019, Nat. Geosci. 12, 407.
- [31] 久保友明, 2008, 低温科学 66, 123.
- [32] Ferraz-Mello, S., 2013, Celest. Mech. Dyn. Astr. 116, 109.
- [33] Cheng, W. H. et al., 2014, Icarus 233, 242.
- [34] Santos-Sanz, P. et al., 2012, A&A 541, A92.