

特集「新・惑星形成論」

原始太陽系星雲における同位体不均質性から読み解く微惑星・惑星形成史

荒川 創太¹, 深井 稜汰², 本間 和明³

2021年12月17日受領, 査読を経て2022年1月16日受理

(概要) 惑星形成論に物質的な制約を与えるという点で、隕石学の情報は特別かつ重要である。近年、質量分析技術の飛躍的な向上によって、原始太陽系星雲に同位体不均質性・二分性が存在していたことが明らかになった。これは太陽系誕生後およそ100万年以内に微惑星形成領域が空間的に二分されていたことの証拠であると解釈されている。本稿では、太陽系の同位体不均質性・二分性の起源について、現在どのようなシナリオが考えられているのか紹介する。また、それらを理解するために必要となるダスト粒子の輸送プロセスおよび微惑星形成メカニズムについても議論する。

1. 隕石学と惑星形成論

2010年代以降の原始惑星系円盤・系外惑星の観測、そして惑星形成理論の進展により、惑星形成論は基礎から大きく理解が変わりつつある。例えば、ALMA (Atacama Large Millimeter/submillimeter Array) 望遠鏡による原始惑星系円盤の観測から、形成間もない円盤においても活発に惑星形成が進展していることが明らかになってきた [1]。太陽系外の天文観測から惑星形成に関する証拠が積み重なる一方で、我々の太陽系の過去の情報は小天体の情報を物質科学的に研究することで明らかにすることができる。このような研究は隕石学と呼ばれ、主に化学的・鉱物学的手法によって種々の隕石を扱う。未分化な小惑星から飛来する隕石を一般にコンドライトと呼び、mmサイズの難揮発性包有物 (calcium-aluminum-rich inclusion; CAI) やコ

ンドルール、そしてそれらの隙間を埋める μm サイズ以下のダスト粒子であるマトリックスから構成されている。

実際に隕石学は、理論的研究に対して実証的な制約を与えるという点で、これまで惑星形成論に多くの貢献を果たしてきた。2010年以降においては、地球外物質コレクションが目覚ましく増加したとは言えないが、質量分析計の性能向上、隕石学者達によるサンプル選択の工夫や分析精度・確度向上のための開発、分野横断的な議論の積み重ねによって研究は進展し続けている。例えば、原始惑星の生き残りと考えられる火星のハフニウム (Hf) とタングステン (W) の存在度比の精密な決定から、原始太陽系星雲の非常に早い段階 (CAI形成後180万年程度) で火星 (原始惑星) が集積していたことが示された [2]。この結果をもとに太陽系内側領域の乱流強度および微惑星の初期サイズを推定することも試みられてきた [3]。また、 ^{26}Al - ^{26}Mg 年代測定 (半減期はおよそ70万年) やPb-Pb年代測定によってコンドライト中のコンドルールの形成年代が高精度で測定され、同一のコンドライトグループに属する (同じ母天

1. 国立天文台 科学研究部

2. 宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所

3. 東京工業大学 理学院 地球惑星科学系

sota.arakawa@nao.ac.jp

体に由来すると考えられる) コンドライト中のコンドルールの形成年代 (CAI形成後数百万年) の分布から円盤中でのコンドルールの複数回加熱, 拡散, 集積過程などが議論されている [4, 5].¹ 一方, コンドライトの元素組成の研究からは, 炭素質コンドライト中のコンドルールとマトリックスの化学組成は太陽系平均に対して相補的な値を持つことが明らかになった. そのため, コンドルールとマトリックス粒子は同時期に共通の領域で形成され, 円盤中で拡散せずに隕石母天体に集積したという説が提唱されている [9]. 上で紹介した研究は, 太陽系においてダスト粒子から微惑星・惑星が形成されるプロセスはおそらく一方通行の単純なものではなく, μm サイズのダスト粒子, mm サイズのコンドルールから惑星に至る様々なサイズの天体が原始太陽系星雲中で同時期に形成されたことを示唆している.

円盤の物理構造として特に重要なものに, おうし座HL星まわりの円盤の観測によって発見されたリング・ギャップ構造がある [10]. 近年, 隕石に見られる同位体不均質の観点から, 初期太陽系にも空間的なギャップ構造があったのではないかと多くの研究者が考えるようになってきた.

古くから, コンドライト中に含まれるプレソーラー粒子が太陽系平均と大きく異なる同位体組成を持つことが知られており, 恒星内の核合成過程を反映していると考えられている [11]. しかし, こうした微粒子の大部分は星間空間や初期の原始太陽系星雲中で破壊・混合を経験するため, 惑星形成期には原始太陽系星雲は大局的には均質化したと考えられてきた.² ところが, 2000年代から重元素に対しても質量分析技術が飛躍的に向上したことで, 惑星・衛星・微惑星全球スケールを示す全岩試料にも地球の同位体組成との偏差 (核合成起源の同位体異常) が

あることが明らかになった. データの集積の末, チタン (Ti), クロム (Cr) 等の元素に見られる核合成起源の同位体異常は炭素質隕石 (carbonaceous meteorite: CC) と普通コンドライト・火星隕石・月隕石等を含む非炭素質隕石 (non-carbonaceous meteorite: NC) を分ける指標として重要な意味を持つことがわかった [13]. 加えて, NCグループとCCグループを分別する原因は隕石母天体が生まれた原始太陽系星雲の空間的な不均質, 二分性であると主張されるようになり, NCグループとCCグループの隕石母天体の形成領域は円盤のギャップ構造により空間的に分断されていたという観点が生まれた [14].

同位体二分性の議論においては, まず, どのような過程を経て円盤中に空間的な同位体不均質性が生じたのかを考える必要がある. また, あるプロセスによって同位体二分性が作られたと仮定すると, 同じプロセスによって同位体組成以外の隕石がもつ性質も説明できる可能性がある. 本稿では, 太陽系誕生時の同位体不均質性の起源 (3章), 円盤中でのダスト粒子の輸送過程 (4章), 同位体二分性の起源 (5章), 原始太陽系星雲のギャップ構造と揮発性物質・揮発性物質の空間分布 (6章), そして微惑星形成領域の推定を目指した取り組み (7章) についてレビューする. 同位体二分性に関する一連の研究において隕石学の知見がどのように惑星形成論の発展を加速させたのか, その経緯の一部を紹介したい.

2. 同位体二分性

2.1 Ti-Cr同位体比

同位体二分性の「発見」のタイミングをどこに置くかは議論が分かれる所ではあるが, この論文では2011年のWarren氏による報告 [13] を発起点としたい. この論文ではTi同位体比 ($^{50}\text{Ti}/^{47}\text{Ti}$), Cr同位体比 ($^{54}\text{Cr}/^{52}\text{Cr}$) のデータを用いて, 主に石質隕石における同位体二分性の存在を主張している. この論文で用いられた値の多くは, Trinquier氏らの論文 [15, 16] に基づいている. これらの論文で報告された同位体比の測定データは1990年代のものと比較すると非常に高精度であり, それはこの時期に質量分析計の技術開発が大幅に進んだことに由

¹Bizzarro氏らのグループによって報告されているPb-Pb年代測定に基づくコンドルール形成年代の分布は, コンドルール形成はCAI形成とはほぼ同時に開始しその後数百万年間継続することを示している [6]. 一方で, 様々なコンドライトグループに含まれるコンドルールの ^{26}Al - ^{26}Mg 年代の分布からは, コンドルールの形成開始時刻とCAI形成時刻の間には100万年から200万年程度のギャップが存在するという結果が得られており [7, 8], Pb-Pb年代測定の結果とのあいだに不一致が存在する.

²例外は酸素同位体異常に代表される軽元素 (H, N, O など) の同位体不均質性だが, これらの元素の不均質性は主に分子の光解離反応や固相・気相間の同位体分別によって説明される [12].

来している。新型の質量分析計である多重検出器型 ICP-MS (Inductively Coupled Plasma Mass Spectrometer) やTIMS (Thermal Ionization Mass Spectrometer) は高性能なイオン検出器や光学系を備えており、同位体比の分析精度 (2σ : σ は標準偏差) はおおまかに ± 50 ppm 程度から ± 10 ppm のレベルにまで向上した。³ そのため、隕石グループごとの小さな差分に着目できるようになった。

また、Warren 氏の論文 [13] では Ti-Cr および O-Cr の同位体比プロットにおいて最も明瞭に同位体二分性が示されることが主張されているが、裏を返せば元素の組み合わせによっては明瞭な同位体二分性・不均質性が見られないこともこの時点で明らかになりつつあった。2011年までに、ストロンチウム (Sr) [17]、ネオジウム (Nd) [18]、オスミウム (Os) [19] 等の元素について隕石全岩の高精度同位体比測定の結果報告があった。しかし、一般に元素の原子番号が大きくなるほど同位体異常の程度が小さくなっていく傾向にあることが後に示された [20]。実際に、以下で紹介するモリブデン (Mo) を例外として、Sr 以降の重い元素には Ti-Cr 同位体比ほどの大きなバリエーションは見られない。結果として、現在でも Ti-Cr の二次元プロットが最も明瞭に同位体二分性を表すと考えられている。⁴

図1には隕石全岩の Ti-Cr 同位体比の二次元プロットを概念的に示した (論文 [13] の図1をもとに作成した)。図中で用いられる ^{50}Ti 、 ^{54}Cr はそれぞれの元素の中でも重い (質量数の大きい) 同位体であり、超新星爆発等によって合成されることが知られている。これらの同位体に乏しい組成を示すのが NC グループである。NC グループは、ユレライト隕石から地球や月に向かう正のトレンドを持つ。一方、NC グループと比較して重い同位体に富んだ組成を持つのが CC グループである。ここで重要なのは、NC・CC グループ間に、これらの混合で作られ得る中間的な同位体組成の隕石が全く存在しないことであ

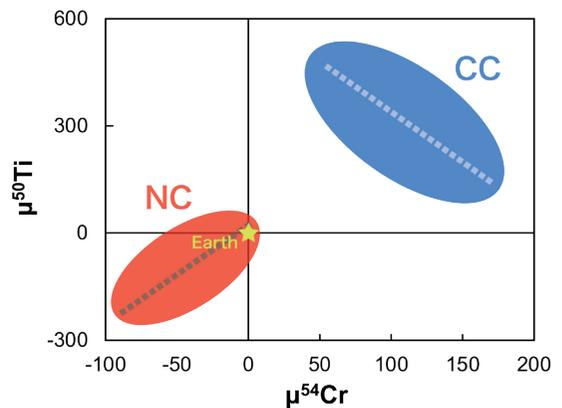


図1: 隕石全岩の Ti-Cr 同位体比の二次元プロットの概念図。ある元素 M の質量数 i の同位体 i の同位体異常の大きさは $\mu^i M = (R_{met}/R_{tar} - 1) \times 10^6$ を用いて表現できる。 R_{met} 、 R_{tar} はそれぞれ隕石と標準試料における質量数 i と j の同位体の存在量比である。実際には分母となる j の核合成由来も含んだ情報を持つ値だが、表記はされないことが多い。ここでは $^{50}\text{Ti}/^{47}\text{Ti}$ と $^{54}\text{Cr}/^{52}\text{Cr}$ の存在量比をプロットしている。CC グループは NC グループと比較して重い同位体 (^{50}Ti 、 ^{54}Cr) に富み、また両者は異なるトレンド (直線の傾き) を持つ。加えて、NC・CC グループ間に、これらの混合で作られ得る中間的な同位体組成の隕石が存在しない (同位体二分性)。

る。加えて、CC グループは負のトレンドを持つため、Ti-Cr 同位体の不均質性は単一の物理化学過程では達成困難であると考えられ、同位体不均質性の起源を探る上で議論が必要となる。⁵

2.2 Mo 同位体比

Ti-Cr の同位体比プロットに続いて同位体二分性の議論を飛躍的に発展させることとなったのが、隕石全岩の Mo 同位体比測定である。Mo 同位体はその元素合成過程にユニークな特徴がある。Fe-peak 元素 (Cr, Fe, Ni など) 以降の原子番号の元素を作る元素合成過程は、漸近巨星分枝星 (AGB 星) 等で生じる s プロセス、重力崩壊型超新星爆発や中性子星合体で生じる r プロセス、そして超新星爆発等に由来し陽子過剰核種を生成する p プロセスの 3 種類で構成される [22, 23]。太陽系の Mo 同

³ここでは (同位体比の標準偏差/同位体比) を百万分率 (ppm: parts per million) で表している。

⁴ここで挙げた Cr, Sr, Nd, Os はいずれも年代学的にも重要な元素であるため、比較的研究が進みやすかったと考えられる。複数の安定同位体を持つ元素は 60 種以上天然に存在するため、どの元素に着目して研究するのかという選択が非常に重要である。

⁵同位体的に不均質な分子雲コアから原始太陽系星雲を形成するシナリオにおいては、 ^{50}Ti と ^{54}Cr の分子雲コア内での分布が異なれば円盤形成期のダスト粒子の移流・拡散のみで Ti-Cr 同位体のトレンドを説明可能であるという理論研究も存在する [21]。

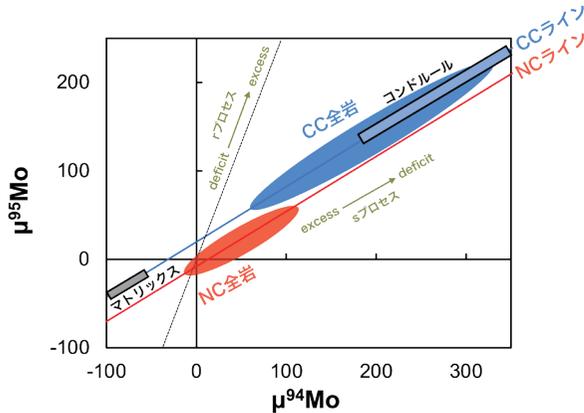


図2: 隕石全岩のMo同位体比の二次元プロットの概念図。ここでは $^{95}\text{Mo}/^{96}\text{Mo}$ と $^{94}\text{Mo}/^{96}\text{Mo}$ の存在量比をプロットしている。CCグループの隕石とNCグループの隕石のデータはそれぞれNCライン、CCライン上にプロットされ、それぞれのライン上でのばらつきはsプロセス核種の不均質性を、両ラインの間隔はrプロセス核種の不均質性を表している。

位体比は3種の元素合成過程が概ね $s:r:p = 2:1:1$ 程度の割合で寄与したと考えると説明が付き[24]、Mo同位体異常からそれぞれの元素合成過程の寄与のばらつきを判別することができる。言い換えると、3種類の異なる担体(キャリア)の過剰および欠乏をMo同位体比のプロット上で表現することが可能である。

隕石のMo同位体比は多重検出器型ICP-MSにより測定され、TiやCrと同程度の同位体変動を示した[25]。この時点では、偏差の小さいNCグループを正確に区別するには分析精度が不足しており、二分性らしき特徴は指摘されていなかった。しかし、その後Allende隕石のコンドルール・マトリックスのMo同位体比測定において議論が進展した[26]。そもそも、Budde氏らによる論文[26]ではMo同位体比を用いて炭素質コンドライトにおけるコンドルールとマトリックスの相補性[9]を確かめることが主目的であった。結果として、Mo同位体比においてコンドルールとマトリックスの相補性が確認された上に、より重要ともいえる新たな知見が得られた。それは、コンドルール・マトリックスのMo同位体比の回帰直線が、地球や普通コンドライト等の同位体比に相当する原点付近を通らないということである(図2)。さらに、Burkhardt氏らの論文[25]で報告された炭素質隕石全岩の同位体組成はこの回帰直線上にプ

ロットされる。この直線は「CCライン」と定義された。また、CCラインとはほぼ平行な傾きを持つ、地球や普通コンドライトの同位体比を通る直線は「NCライン」と定義された。

図2にMo同位体比の二次元プロットを概念的に示した(詳細は論文[26]の図5と図6、および論文[27]の図1を参照されたい)。NCラインおよびCCラインの傾きは、sプロセスの担体の多寡によって得られる直線の傾きとよく一致しているため、NCライン及びCCライン上での変動はsプロセス核種の不均質性を表している。一方、NCラインとCCラインの間隔はrプロセス核種の不均質性を表しており、CCグループがよりrプロセス核種に富む組成を持っている。Ti-Cr同位体比のプロットと同様に、NCラインとCCラインの間に隕石のプロットが無い場合、原始太陽系星雲における微惑星形成領域の時空間的な二分性の証拠であると考えられている。

Budde氏らによる論文[26]以降も、複数の研究グループによって高精度の同位体比測定値が報告された。特に様々な鉄隕石のMo同位体比がNCラインおよびCCライン上にプロットされたことで、Ti-Crの結果では得られていなかった時間的制約も加わった[14]。⁶鉄隕石の母天体が原始太陽系星雲中で集積したのはCAI形成後およそ100万年以内である。一方、コンドールの形成年代から、炭素質コンドライト母天体は鉄隕石の母天体の集積から数百万年後に形成したと考えられている。ゆえに、原始太陽系星雲の空間的な二分性は円盤形成後約100万年以内に生じ、その後数百万年間維持される必要がある。

3. 同位体不均質の起源

核合成起源の同位体不均質性は、太陽系の平均とは大きく異なる同位体組成を持つプレソーラー粒子が原始太陽系星雲中に時空間的に不均質に分布し、微惑星に取り込まれたことに由来する[28]。で

⁶Kruijer氏の論文[14]ではMo同位体比測定に加えて、半減期約900万年の ^{182}Hf - ^{182}W 壊変系列を利用して母天体のコア・マントル分化年代を推定した。MoやWは親鉄元素であり、鉄隕石に高濃度で含まれる元素である。一方でTiやCrの鉄隕石中の存在量は低く、高精度の同位体比測定は進展していなかった。

は、プレソーラー粒子の不均質な分布はどのようなイベントを反映しているのだろうか? プレソーラー粒子は超新星やAGB星などから放出され、太陽系に取り込まれたのち現在まで生き残ったものである。コンドライト中のプレソーラー粒子の存在量はごく僅か(体積割合にして数十ppmから数百ppm程度)であり、これは大半のプレソーラー粒子が星間空間あるいは初期太陽系において混合、破壊、蒸発・再凝縮などのイベントを経験し同位体的に均質化されたためであると解釈されている [29]。一方で、太陽系物質に僅かながら核合成起源の同位体不均質性が見られることは、原始太陽系星雲スケールでの均質化イベント後に近傍の恒星から太陽系の平均的な同位体組成とは大きく異なる物質が注入された、あるいは均質化イベントが不完全であったことを示唆している。特に、近傍の大質量星からの物質注入は太陽系が星団の中で誕生する際に自然に発生し得るイベントである。⁷

3.1 初期太陽系へのプレソーラー粒子の注入

大多数の低質量星は星団中で大質量星を含む多数の星と一緒に形成されることが知られている [32]。そして、太陽系もこのような星団中で誕生したと考えられている。この仮説を支持する証拠として、初期太陽系において形成された隕石物質中の短寿命核種の娘核種の過剰や太陽系外縁天体の力学的な特徴などが挙げられる [33-35]。

このとき、同じ母星団中の大質量星が進化しダスト粒子を放出することで、初期太陽系にプレソーラー粒子が直接注入される可能性がある。この注入

⁷ここで、星団中での星形成の継続時間と大質量星の寿命の大小関係から、超新星爆発やウォルフ・ライエ星からの恒星風による注入イベントが実現可能かどうか簡単に議論する。重力崩壊型超新星は大質量星の寿命の最期に起こる爆発現象であり、20-100太陽質量の大質量星の主系列星としての寿命はおよそ1000万年から300万年程度である [30]。つまり、原始太陽系星雲が形成直前・直後に注入イベントを経験するためには、太陽の誕生に対して数百万年程度先行して同じ星団中で大質量星が形成される必要がある。一方、星団を形成する分子雲中での星形成の継続時間は、分子雲の自由落下時間および形成された大質量星が放出する紫外線、恒星風による分子雲の破壊の時間スケールの和で見積もることができる(分子雲の質量・半径などに依存するが数百万年程度) [31]。よって、星団中での星形成の継続時間と大質量星の寿命は同程度であり、注入イベントが実際に起きたかどうか今後より詳細に検討する必要があるだろう。

イベントのタイミングとして2つのシナリオを考えることができる(図3)。ひとつは太陽が誕生する前の分子雲コア段階、もうひとつは原始太陽系星雲段階での注入である。

3.1.1 分子雲コアへの注入

近傍での重力崩壊型超新星爆発が分子雲コアを収縮させ、星形成をトリガーするというシナリオが古くから提唱されている [36]。このとき、同時に超新星由来のプレソーラー粒子が分子雲コア内部に注入される [37]。⁸ 一方で、超新星爆発による衝撃波は分子雲を収縮させずむしろ破壊してしまう場合もあり [38]、注入イベントとして適切な超新星爆発のパラメータがどのようなものであるか、またそのようなイベントの発生確率がどの程度であるか、という観点からも同位体不均質の起源としてふさわしいかどうか議論する必要がある。

3.1.2 原始太陽系星雲への注入

円盤形成後に近傍超新星からプレソーラー粒子が注入されるというシナリオも提案されている [39]。⁹ 注入効率は超新星から放出されるダスト粒子のサイズに依存し、直径0.1-1 μm 以上であれば円盤内に取り込まれることが衝撃波中でのダスト粒子の運動の計算から示されている [39]。¹⁰

ところで、原始惑星系円盤のごく近傍(0.5 pc程度以内、1 pcはおよそ 2×10^5 au)で超新星爆発が発生すると、超新星からダスト粒子が注入されるだけでなく輻射および衝撃波によって原始惑星系円盤が広範囲にわたって非常に高温(1200 K以上)に加熱され得る [42]。もしこの加熱イベントがCAIの形成と関係していた場合、CAIの形成年代は円盤形成の開始時刻と必ずしも対応しない。¹¹ これは太陽系における微惑星・惑星形成のタイミングを隕石の年代測定から解釈する際に重大な問題となり得る。

⁸同様の注入イベントは超新星爆発だけでなく、AGB星やウォルフ・ライエ星などによっても引き起こされ得る。

⁹分子雲コアへの注入の場合と同様に、円盤が破壊されてしまう可能性も議論されている [40]。

¹⁰超新星から放出されるダスト粒子のサイズ分布については野沢氏の記事 [41]などを参照されたい。

¹¹なお、超新星からの物質注入およびCAI形成のタイミングについては三木氏らによる論文 [43]においても議論されている。

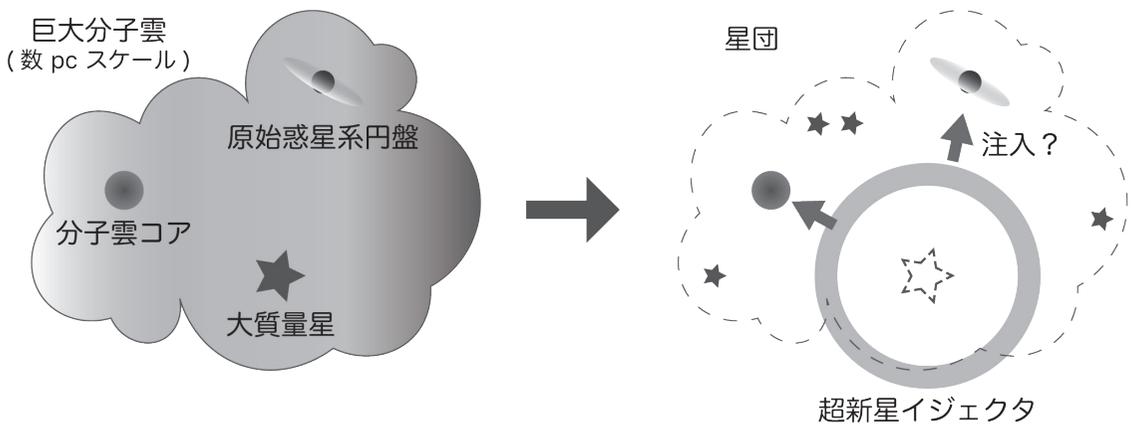


図3: 星団中での太陽系へのプレソーラー粒子の注入イベントの概念図. 星団中では大質量星から低質量星まで多数の星が数百万年の時間スケールで形成される. 大質量星は寿命が短く, 最期に大量の質量を周囲にばらまくことで, 近傍の分子雲コア, 原始惑星系円盤などに物質が注入され得る. 分子雲コアのサイズは0.1 pc程度, 原始惑星系円盤のサイズは10-100 au程度である.

3.1.3 直接注入イベントは存在したのか?

CAIの同位体分析から, 初期太陽系には ^{26}Al , ^{60}Fe , ^{10}Be など複数の短寿命核種が存在したことがわかっている. これらの短寿命核種の起源としては, 太陽系の材料物質にもともと含まれていた, 太陽系初期に近傍の恒星から注入された, あるいは太陽近傍での高エネルギー粒子線による核破砕反応で形成された, などの可能性が考えられている [43, 44]. 特に, ^{60}Fe は大質量星内部でのみ大量に形成されるため, これは初期太陽系が近傍大質量星からの直接的な注入イベントを経験した証拠であるとみなされてきた. また, ^{26}Al についても, 原始惑星系円盤の太陽近傍における宇宙線による核破砕反応での生成 [45] も議論されているが, 一般的には近傍大質量星からの供給を考えなければ初期太陽系における存在量を説明できないと考えられている.

しかしながら, 近年では ^{26}Al および ^{60}Fe の初期太陽系における存在量は特別な注入プロセスを必要としないという説も提示されている [46, 47]. これは, 星団を形成する巨大分子雲はその直前の世代の大質量星による恒星風や超新星爆発に由来する物質によって汚染されており, 星形成領域における典型的な短寿命核種の存在量はCAIなどから示唆される太陽系初期の存在量に匹敵し得るという議論に基づいている. また, 巨大分子雲 (pcスケール) から原始惑星系円盤 (auスケール) までを

連続的に取り扱い ^{26}Al および ^{60}Fe の時空間的不均質の程度を調べた研究 [48] によると, 誕生直後の原始星近傍においては1,000 auスケールで大質量星由来の物質が均質に分布していることが明らかになった. これは多くの細粒CAIがほぼ同一の $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ 比 ($= 5.2 \times 10^{-5}$ [49]) を持っていたことを説明する上で好都合であろう.¹²

一方で, FUN CAI (CAI with fractionation and unidentified nuclear effects) や PLAC (platy hibonite crystal) など殆ど ^{26}Al 由来の ^{26}Mg の過剰を示さない高温凝縮物も存在する [50]. FUN CAIは太陽系に ^{26}Al が注入されるイベントの直前に形成された, あるいは初期太陽系の ^{26}Al の不均質な空間分布を反映していると一般には解釈されており [51, 52], 前世代からの汚染によって短寿命核種の存在量を説明するモデルにおいてはFUN CAIの存在を説明することが困難であるように思われる.

3.2 熱プロセスによるプレソーラー粒子の選択的破壊

3.1節では, 分子雲コアまたは原始惑星系円盤スケールの空間的な不均質性が隕石の同位体不均質

¹²また, 一部の円盤では原始星形成後20万年程度の段階で, 中心星から100 au以内の領域で $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ 比に2倍程度のばらつきが生じている. これは ^{50}Ti や ^{54}Cr などの超新星由来の核合成起源同位体の不均質性をも説明する可能性がある.

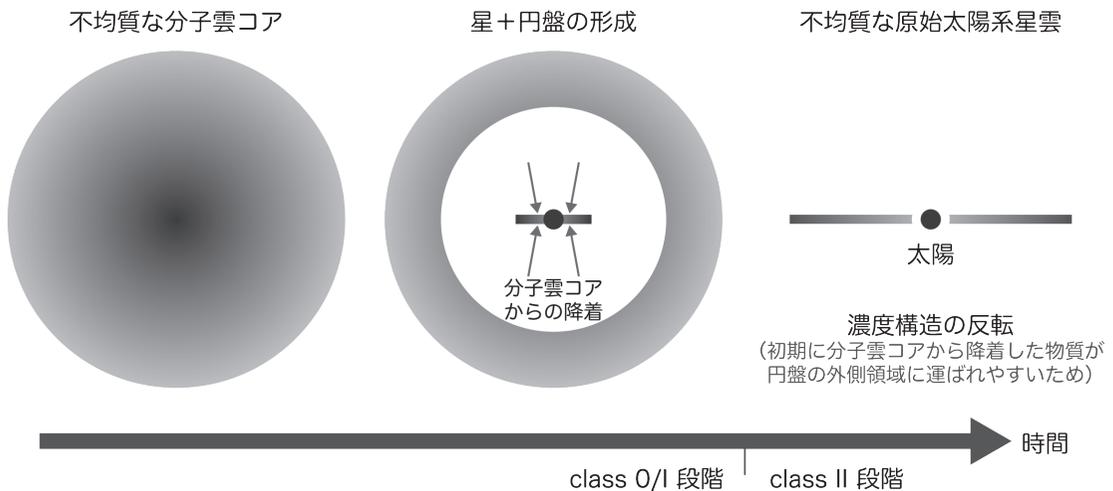


図4: 同位体組成が不均質な分子雲コアから形成される円盤の概念図. 本稿では分子雲コアから円盤への降着がある段階をclass 0/I, 降着が終了した後の円盤進化段階をclass IIと呼ぶ.

の起源であると仮定し, その起源を星形成環境の文脈から議論した. しかし, 隕石の同位体組成は, 微惑星が集積した場所, 時刻における原始太陽系星雲のダスト組成のみを反映するはずである. ゆえに, なにかしらの物理・化学過程によってダスト粒子の同位体組成が変化するならば, 円盤スケールでの不均質を仮定せずとも隕石種ごとに異なる同位体組成を持つことを説明可能である.

このようなプロセスとして, 同位体組成に大きな異常をもつ熱に弱い鉱物粒子が原始太陽系星雲中で選択的に破壊された, というシナリオが検討されている.¹³ 例えば, sプロセスの不均質はs核種に富むプレソーラーSiC粒子¹⁴が熱破壊から選択的に生き残ることによって説明できると考えられている [53, 54]. 一方で, rプロセスの担体となるプレソーラー粒子は特定されておらず, また, その存在自体が明確ではな

い.¹⁵ そのため, rプロセス由来の不均質に起因するMoの同位体二分性を熱プロセスの観点から議論することは現時点では困難であり, 研究の進展が待たれる.

4. 原始太陽系星雲におけるダスト輸送と同位体組成の均質化

3章では, 太陽系が大質量星を含む星団中で誕生したという観点から, 初期太陽系の核合成起源同位体の不均質の起源について考察した. 4章では, 分子雲コア段階もしくは原始惑星系円盤段階で同位体不均質が生じた場合に, 同位体組成の動径分布にどのような構造が形成され, 時間経過とともに均質化していくのかを説明する.

4.1 同位体的に不均質な分子雲コアから形成される円盤の同位体組成の動径分布

同位体組成の不均質な分子雲コアが存在した場合, そこから形成される原始惑星系円盤の同位体組成も時空間的に不均質になる [21, 55, 56]. 原始惑星系円盤の外側領域には初期に分子雲コアから降着してきた物質が円盤半径の拡大に伴って輸送される. そのため, 分子雲コアの内側領域が⁵⁴Crに富んでいた場合, 形成される原始太陽系星雲の外側領域が⁵⁴Crに富むことになり, 濃度構造の反転が発生す

¹³熱プロセスによって同位体異常を生み出すためには, 生き残ったダスト粒子が熱破壊された成分と空間的に分離される必要があるだろう. 例えば, 熱破壊されたダスト粒子が円盤風によって原始太陽系星雲から取り除かれた, あるいは熱破壊されたダスト粒子が再凝縮せずに生き残ったダスト粒子だけが微惑星へと成長した, といったシナリオを考えることができる.

¹⁴発見されているプレソーラーSiC粒子の90%程度は低質量のAGB星由来であり, AGB星ではsプロセスが進行することが知られている.

¹⁵この問題は注目しているrプロセス核種がどのような天体イベントに由来するのか (重力崩壊型超新星爆発なのか中性子星合体なのか) という問題と密接に結びついている.

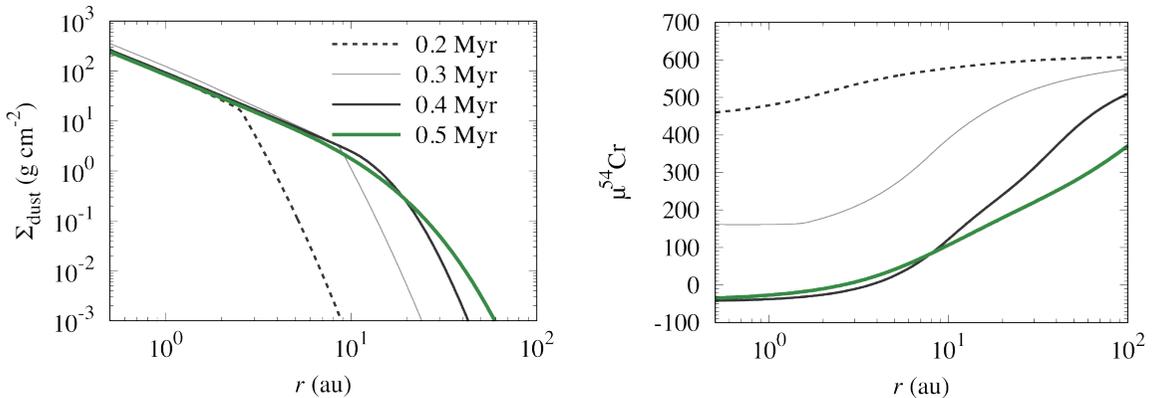


図5: 同位体組成が不均質な分子雲コアから形成される原始惑星系円盤の面密度と同位体不均質. 剛体回転する球対称な分子雲コアを初期条件として仮定し, 中心のCr 同位体組成を $\mu^{54}\text{Cr} = +700$, 外縁の組成を $\mu^{54}\text{Cr} = -100$ とした場合の結果を示している. (左) 原始惑星系円盤のダスト面密度の時間進化. (右) ^{54}Cr の同位体不均質の時間進化.

る (図4).

図5に, 不均質な分子雲コアから形成される原始惑星系円盤の同位体組成の動径分布の計算結果を示す. ここでは, (簡単のため) 球対称の剛体回転している分子雲コアが自己重力によって収縮し, 中心星とその周りの円盤が形成される過程を計算している [57, 58].¹⁶ 円盤形成初期は分子雲コアの中心付近の物質 (ガスおよびダスト粒子) が降着し, 中心星近傍にコンパクトな円盤が形成される. このとき, 形成中の原始惑星系円盤の遠心力半径以内に分子雲コアからの降着が生じる. その後, 初期に分子雲コアの中心から離れた場所に位置していた物質も分子雲コアの自由落下時間以内に円盤へと降着するが, 一方で初期に円盤に降着したダスト粒子の一部は円盤半径の拡大に伴って遠心力半径よりも遠方に輸送されている.

よって, 分子雲コアからの降着が終了した直後において, 円盤外側領域の同位体組成は母体となる分子雲コアの内側領域の組成を反映することになる.

ただし, 形成直後の原始惑星系円盤は面密度が高く, 重力的に不安定である可能性がある. このとき, 円盤中の物質は円盤中に生じる非定常な渦状腕によって非常に効率的に輸送され, 数千年の時間スケールで原始太陽系星雲は同位体的に均質化されて

しまう可能性がある [60]. これは注入された短寿命核種が円盤中にほぼ均質に分布するという文脈でしばしば言及されるが,¹⁷ ^{54}Cr 等の安定同位体の空間的な不均質を議論する上でも重要である.

4.2 近傍超新星からの物質注入に由来する同位体不均質とその時間進化

今度は, 原始惑星系円盤形成後に注入イベントを経験した場合に, 同位体組成の動径分布がその直後にどのようになっているのかを考える. 原始惑星系円盤は多くの場合, 中心星から離れるほど面密度が下がる構造になっている. 一方, 超新星から注入される物質は (注入されるダスト粒子のサイズによるが) ほぼ均質な面密度で分布するとみなすことができる [39]. つまり, もとからの太陽系物質と超新星等から注入された物質の面密度比は円盤外側のほうが高くなると期待される (図6).¹⁷

原始惑星系円盤におけるダスト輸送過程には, 円盤上空での輸送プロセス (アウトフロー, 輻射圧, 光泳動など) および円盤内部での輸送プロセス (移

¹⁶ここで紹介する計算は古典的な円盤形成モデルに基づいている. 分子雲コアから原始星, 原始惑星系円盤が形成される過程については本特集の塚本氏による記事 [59] に最近の描像がまとめられている.

¹⁷一方で, 分子雲コア段階で注入イベントが発生した場合には, レイリー・テイラー不安定性によるフィンガー構造が発達し, 局所的な超新星物質の注入が起こると考えられている [61]. そのため, 杉浦氏らの計算においては超新星由来のダスト粒子は原始惑星系円盤の外側領域に局所的に注入されたと仮定している [62, 63]. このように, 注入されるダスト粒子の面密度分布は注入イベントの詳細に強く依存するため, 分子雲・星団スケールの天文学的な制約と同位体分析等に基づく隕石学的な制約の両面から尤もらしい注入イベントの起源天体とタイミングを推定していくことが重要であろう.

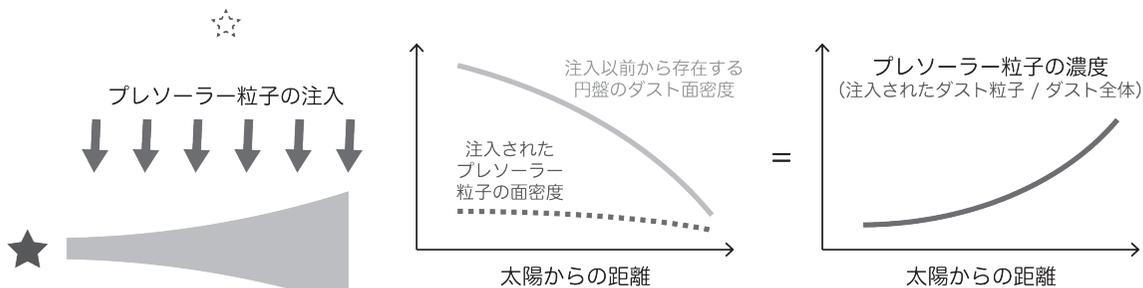


図6: 円盤に近傍超新星からダスト粒子が注入された場合の物質分布の概念図。

流, 拡散, ガス抵抗による動径方向のドリフト) がある。以下では特に円盤内部でのダスト輸送プロセスに注目し, 同位体組成の動径分布の時間進化を議論する。計算の詳細については著者らの論文 [64, 65] を参照されたい。

4.2.1 移流・拡散によるダスト輸送

まず, ダスト粒子が十分小さく円盤ガスと力学的にカップルしている状況を考える。このとき, (定常な) 粘性降着円盤の中心星から距離 r の場所におけるガスの降着速度 v_{acc} は, 音速 c_s とケプラー角速度 Ω_K を用いて

$$v_{\text{acc}} \simeq \frac{3\alpha_{\text{acc}} c_s^2}{2r\Omega_K} \quad (1)$$

と見積もることができる。よって, 移流 (ガスの流れによってダスト粒子が運ばれる現象) によって同位体組成が変化する時間スケールは

$$t_{\text{adv}} = \left| \frac{r}{v_{\text{acc}}} \right| \simeq \left| \frac{2r^2\Omega_K}{3\alpha_{\text{acc}} c_s^2} \right| \quad (2)$$

で与えられる。ここで, α_{acc} は降着円盤の角運動量輸送効率を表す無次元パラメータである [66]。また, 注入されたダスト粒子とガスの面密度の比に空間的な不均質があるとき, 拡散によって均質化される [67]。拡散によって同位体組成が変化する時間スケールは

$$t_{\text{diff}} \simeq \left| \frac{r^2\Omega_K}{\alpha_{\text{diff}} c_s^2} \right| \quad (3)$$

程度である。ここで, α_{diff} は円盤中での乱流による

拡散の強さを表す無次元パラメータである。拡散時間スケールは α_{diff} に反比例し, $\alpha_{\text{diff}} > 10^{-3}$ の場合には隕石母天体形成領域 (太陽から 10 au 以内) の同位体組成は 100 万年以内に均質化する。

図7に, 近傍超新星からダスト粒子が注入された場合の原始惑星系円盤の同位体不均質とその時間発展の計算結果を示す。注入直後のダスト粒子の動径分布は著者らの論文 [64] で仮定したものと同一である。円盤中での拡散が強い場合 (図7(a)), 拡散時間スケールに基づく議論から予想された通り原始太陽系星雲の隕石母天体形成領域は 200 万年以内に同位体的に均質化されていることがわかる。また, 拡散は弱い角運動量輸送は効率的な場合 (図7(b)), 移流によってダスト粒子が動径方向に輸送され, 結果として同位体不均質は数百万年の時間スケールで解消される。¹⁸ これらの結果とは対照的に, 移流も拡散も弱い場合 (図7(c)), 円盤中の同位体不均質は数百万年間維持される。

4.2.2 ガス抵抗による動径方向のドリフト運動

次に, ダスト粒子が円盤中での衝突合体等によって成長し, 円盤ガスの力学的なカップリングが不完全な状況を考える。このとき, ガス抵抗による動径方向のドリフト運動がダスト粒子の輸送において重要であることを確認する。¹⁹

¹⁸ 今回の計算設定においては, 太陽から 5–10 au より内側ではガスは内向きに, それより外側では外向きに流れている。そのため, 5 au より内側では外側領域から $\mu^{54}\text{Cr}$ の大きいダストが流入することで同位体組成が時間変化し, また, 10 au より外側では内側領域から $\mu^{54}\text{Cr}$ の小さいダストが流入することで時間変化している。

¹⁹ 本論文ではダスト粒子がガスと異なる速度を持って運動することをドリフトと呼ぶ。

圧力勾配が負の(通常の)円盤中では, ダスト粒子はガス抵抗を受けて角運動量を失い, 中心星方向に落下する.²⁰ ここで, 円盤ガスとダスト粒子の速度差から動径方向のドリフト運動の時間スケールを求めると

$$t_{\text{drift}} \simeq \left| \frac{1}{\text{St}\eta\Omega_K} \right| \quad (4)$$

となる. ここで, η は円盤の圧力勾配の大きさを表す無次元量, ストークス数 St はダスト粒子のガスとのカップリングの程度を表す無次元量である. St はダスト粒子サイズの増加関数であり, したがってダスト粒子サイズを表す無次元量と見こともできる. ダスト粒子のストークス数は, 円盤中の乱流および動径方向のドリフト運動を考慮した際の典型的なダスト粒子間の衝突速度が限界付着速度 v_{frag} と等しくなるように与えた [65]. 我々の計算設定(乱流強度は $\alpha_{\text{diff}} = 10^{-4}$, 円盤ガス面密度は最小質量円盤 [71]と同程度)においては, $v_{\text{frag}} = 0.1 \text{ m s}^{-1}$ のとき, 太陽から1-10 auの場所において $\text{St} = 10^{-4}$ 程度, $v_{\text{frag}} = 0.3 \text{ m s}^{-1}$ のとき $\text{St} = 10^{-3}$ 程度である.²¹ また, 太陽から1-10 auの位置におけるダスト粒子のドリフト運動の時間スケールは, $v_{\text{frag}} = 0.1 \text{ m s}^{-1}$ のとき100万年から200万年程度, $v_{\text{frag}} = 0.3 \text{ m s}^{-1}$ のとき10万年から30万年程度である.

図8に, ダスト落下を考慮した場合の円盤の同位体不均質とダスト面密度分布の時間進化を示す. ダスト粒子の限界付着速度が $v_{\text{frag}} = 0.1 \text{ m s}^{-1}$ の場合(図8(a)), $\mu^{54}\text{Cr}$ およびダスト面密度の動径分布は計算開始から100万年の範囲ではほとんど変化していないことがわかる. 一方で, $v_{\text{frag}} = 0.3 \text{ m s}^{-1}$ の場合(図8(b)), $\mu^{54}\text{Cr}$ およびダスト面密度の動径分布は数十万年の時間スケールで大きく変化している.

²⁰磁気駆動円盤風 [69, 70] などによって円盤内側領域の圧力勾配が正になっている場合にはダスト粒子は外側方向にドリフト運動することもある [65].

²¹ミクロンサイズの粒子からなるダスト凝集体の限界付着速度について, 室内実験と数値シミュレーションの両面から多数の研究が行われてきたが, 未だ共通の理解は得られていない. 室内実験においてはmm, cmサイズのダスト凝集体は 0.1 m s^{-1} から 1 m s^{-1} 程度の衝突速度で跳ね返ることが知られている [72, 73]. 一方で, 数値シミュレーションからは多孔質のダスト凝集体は衝突時に跳ね返らず, 10 m s^{-1} 程度以下の衝突速度においては合体成長する結果が得られている [74, 75].

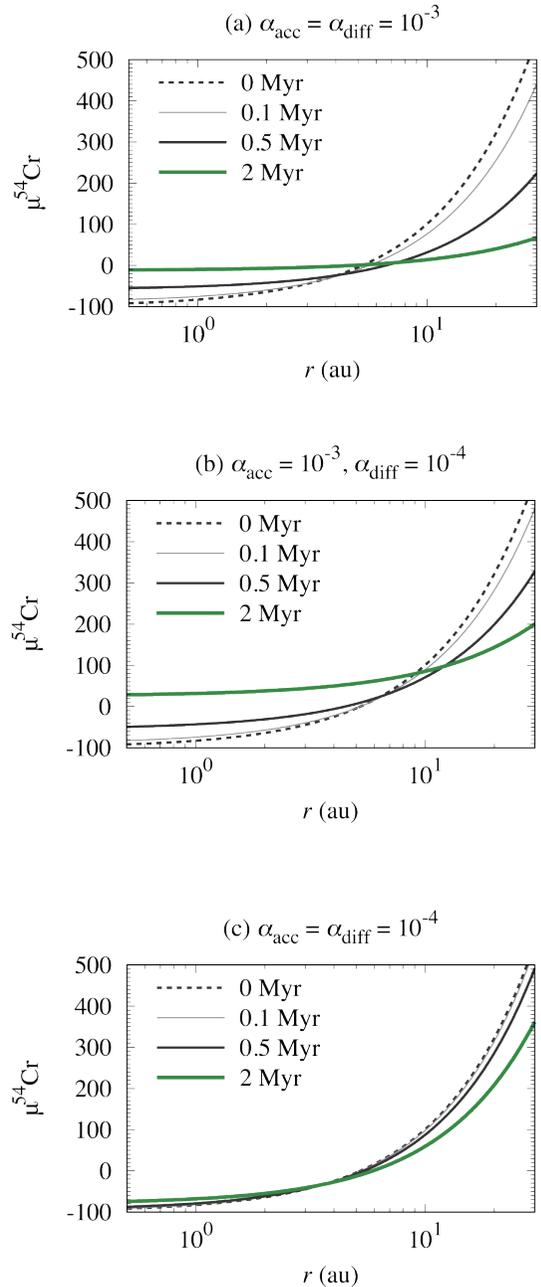


図7: 円盤に近傍超新星からダスト粒子が注入された場合の円盤の同位体不均質とその時間発展. 注入以前から円盤中に存在するダスト粒子のCr同位体組成を $\mu^{54}\text{Cr} = -100$, 超新星由来のダスト粒子の組成を $\mu^{54}\text{Cr} = +2.5 \times 10^6$ [68], 注入する面密度を $\Sigma_{\text{inj}} = 2 \times 10^{-4} \text{ g cm}^{-2}$ とした. (a) $\alpha_{\text{acc}} = \alpha_{\text{diff}} = 10^{-3}$ の場合. (b) $\alpha_{\text{acc}} = 10^{-3}$ かつ $\alpha_{\text{diff}} = 10^{-4}$ の場合. (c) $\alpha_{\text{acc}} = \alpha_{\text{diff}} = 10^{-4}$ の場合.

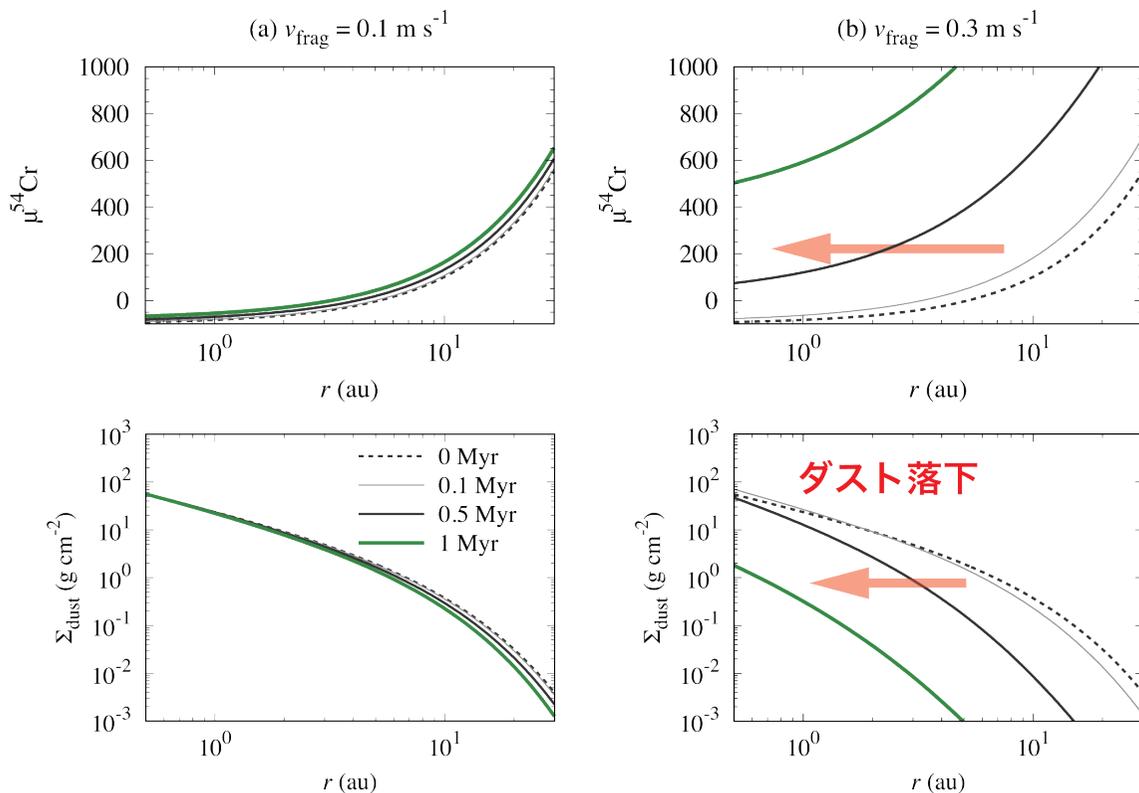


図8: ダスト落下を考慮した場合の円盤の同位体組成分布 (上) とダスト面密度分布 (下)。これらの計算においては $\alpha_{\text{acc}} = \alpha_{\text{diff}} = 10^{-4}$ を仮定した。(a) $v_{\text{frag}} = 0.1 \text{ m s}^{-1}$ (St $\approx 10^{-4}$) の場合。(b) $v_{\text{frag}} = 0.3 \text{ m s}^{-1}$ (St $\approx 10^{-3}$) の場合。

これはダスト粒子のドリフト運動の時間スケールが $v_{\text{frag}} = 0.3 \text{ m s}^{-1}$ のときには100万年より十分短く、ダスト粒子が太陽の方向に落下していることによって理解できる。また、外側領域から ^{54}Cr の値が高いダスト粒子が落下してくるため、同じ位置においては時間が経つと ^{54}Cr の値は上昇する。

以上、4.2節では同位体的に不均質な原始太陽系星雲が時間経過とともに均質化される過程を、ダスト粒子の輸送プロセスに基づき議論した。ここで明らかになった事柄は以下の2つである。

1. 円盤中の移流ないし拡散が強く、 α パラメータが 10^{-3} 程度またはそれ以上の場合、原始太陽系星雲の隕石母天体形成領域は100万年以内に均質化される。
2. ダスト粒子が衝突合体等によって成長しストークス数が 10^{-3} 程度以上になると、円盤ガスと力学

的にデカップルする。このとき、ダスト粒子は動径方向のドリフト運動によって中心星方向に落下し、円盤内側領域の同位体組成は外側から落下してきた物質によって大きく変えられてしまう。加えて、円盤のダスト面密度が100万年以内に桁で減少してしまい、隕石母天体を形成する材料(ダスト粒子)が円盤から失われてしまう。

これらの結果はいずれもダスト粒子の移流・拡散・ドリフト運動の時間スケールから理解することが可能である。また、CAIの形成から数百万年後に集積したCCの母天体(微惑星)が円盤中のダスト粒子から直接形成されたと考えるのであれば、隕石グループ毎に同位体組成が異なっていることを説明するためには弱乱流の原始太陽系星雲において付着成長しにくいダスト粒子から微惑星が形成されたと仮定する必要がある [64]。

一方で、これらの要請が原始惑星系円盤の天文

観測や微惑星形成の理論・数値計算と照らし合わせて現実的なものであるかどうかという観点からも隕石母天体の集積過程を検討しなければならない。例えば、ALMA望遠鏡による原始惑星円盤の観測から、原始惑星系円盤の赤道面でダスト粒子は0.1 mm以上のサイズに成長していることが示唆されている [76].²² また、微惑星形成の有力なメカニズムのひとつであるストリーミング不安定性はある程度大きく成長したダスト粒子を必要とし [77]、直接合体成長による微惑星形成も（当然）ダスト粒子が円盤中で大きく成長することを要請する。

5. 同位体二分性の起源

隕石の同位体組成がNCグループとCCグループとに二分されることが明らかになると [13]、次の段階として、その原因は原始太陽系星雲の同位体組成の時間的な不均質なのか、それとも空間的な不均質なのか議論されるようになった。そして、Kruijer氏らによって鉄隕石のMo同位体比が測定され、CAI形成後約100万年以内に母天体が形成したと考えられる鉄隕石にもNCグループに属するものとCCグループに属するものの両方が存在することが明らかになった [14]。この発見は、原始太陽系星雲の空間的な不均質が同位体二分性の起源であり、NC的な組成を持つ物質が存在する領域（NC領域）とCC的な組成を持つ物質が存在する領域（CC領域）とがコンドライト母天体の集積時刻（CAI形成後数百万年）まで空間的に分断されていた証拠であると解釈されるようになった。

しかし、原始太陽系星雲の形成初期に同位体組成の二分性があったとしても、ダスト粒子がペブル²³と呼ばれるサイズまで成長する場合には、ペブルの中心星方向への落下によって（NC的な組成を持つ）内側領域に（CC的な組成を持つ）外側領域由来のダスト粒子が100万年以内に混入してしまう。そのた

め、同位体組成の異なるNCとCCの領域が均質化されずに数百万年間維持されていたことは、円盤外側領域から内側領域へのペブルの落下が何かしらのメカニズムで妨げられていたことを意味する。5章では、このメカニズムの候補として現時点で提案されている2つのシナリオを紹介する。

5.1 惑星によって形成される原始太陽系星雲中のガスギャップ構造

ペブルの落下を堰き止めるメカニズムのひとつとして、原始太陽系星雲におけるガス圧力の極大点の形成がある [78, 79]。圧力勾配が円盤全体において負になっている場合、ペブルは中心星方向へとドリフトする。しかし、円盤中にガス圧力の極大点が存在する場合、その半径より内側において圧力勾配は正となり、ペブルは外向きにドリフトする。そのため、ガス圧力の極大点を持つ原始惑星系円盤において、ペブルは極大点付近に堰き止められる。²⁴

原始惑星系円盤におけるガスの圧力構造の起源として、惑星によるガスギャップの形成が現在盛んに議論されている [80]。原始惑星系円盤中に惑星が存在すると、惑星重力によってガス円盤中に密度波が励起され、惑星と円盤が重力相互作用する [81]。惑星と円盤のあいだで角運動量が交換されることで円盤ガスが惑星近傍の軌道から取り除かれ、惑星軌道にガス面密度のギャップ構造が形成される [80, 82]。このとき、ギャップの外縁付近にガス圧力の急勾配が生じ、惑星の軌道より少し外側にガスの圧力の極大点形成される。²⁵

以上の理論的背景から、同位体二分性の起源として（圧力の極大の形成条件を満たす）原始木星によるガスギャップ構造の形成というシナリオが提案されている [14]。原始太陽系星雲に原始木星が存在することで、地球のH₂O含有量や炭素質コンドライト中に豊富に存在するCAIの含有量も説明できると

²²ただし円盤内側の数auスケールの領域についてはあまりよくわかっていない。

²³5章以降では、ある程度成長し、動径方向に顕著にドリフトするようになったダスト粒子を「ペブル」と呼ぶことにする。ペブルという単語は惑星形成の研究という狭い範囲においても文脈毎に異なる意味で用いられており、注意が必要である。

²⁴内側領域のペブルと外側領域のペブルの混合を防ぐためには、圧力の極大点と極小点がセットで存在することが必要である。

²⁵圧力極大点の形成によってペブルの流入を止めるためには惑星質量がある閾値を超えている必要があり、その値はペブル孤立質量と呼ばれている。ペブル孤立質量は a_{acc} および円盤のアスペクト比（円盤ガスのスケールハイト H と軌道半径 r の比）に依存し、 $a_{acc} = 10^{-3}$ かつ $H/r = 5.0 \times 10^{-2}$ の場合には25地球質量程度である [82]。

言われている [83, 84]. CAIは高い $\mu^{50}\text{Ti}$, $\mu^{54}\text{Cr}$ 値, rプロセスに富むMo同位体組成を持っている. そのため, NCグループに対して大局的に高い $\mu^{50}\text{Ti}$, $\mu^{54}\text{Cr}$ 値, rプロセスに富むMo同位体組成をもつCCグループを説明する担体の一つと考えられる [16, 26]. また, 天文観測によって明らかになった原始惑星系円盤のダストリング構造の普遍的な存在は, 円盤中で大きな惑星が早期に形成されることを示唆している.

5.2 スノーラインによる微惑星形成

ただし, 太陽系において実際に原始木星によって同位体二分性が達成されたかどうかは明らかではない. 原始木星の集積機構および形成時間スケールについては現在も理論研究が進展している途上であり [85], 鉄隕石に同位体二分性が存在することを説明できるほど早期に形成されたかどうかは未だ決着していない.²⁶さらに, 各領域においてどのように微惑星が形成されたのかも現時点では不明である.²⁷

原始木星説における課題を踏まえ, スノーライン近傍でのペブルとガスの共進化が同位体二分性を生み出すという新たなモデルも提案されている.²⁸ スノーラインの前後では水蒸気の発生やダスト粒子の

表面組成の変化により, 複雑なガス・ペブルの面密度進化が生じる [93]. 5.2節では, Lichtenberg氏らによって最近提唱されたスノーライン後方での微惑星形成説 [94] を紹介する. このシナリオは, 原始太陽系星雲における同位体二分性の起源のみならず微惑星の形成過程をも説明しようとしている点で新規性がある.

まず, スノーライン後方での微惑星形成の物理過程 [95] について3つの段階に分けて簡単に説明する.

1. 水ペブルがスノーラインを通過すると氷成分が昇華し, 水蒸気となる. 発生した水蒸気の一部は拡散によって再びスノーラインの外側へと輸送される. スノーラインの外側へ輸送された水蒸気は再凝縮し, 外側領域のペブル面密度を上昇させる.
2. 加えて, 氷ダスト粒子が岩石ダスト粒子よりも付着成長しやすいという仮定の下では, スノーラインを通過した水ペブルはより小さなサイズの岩石ダスト粒子に変化し, 落下速度が下がる.²⁹ ゆえに, ゆっくりと落下する岩石ダスト粒子は外から高速で落下する水ペブルの供給によって「渋滞」し, スノーラインの内側で岩石ダスト粒子の面密度が上昇する.³⁰
3. サイズの小さい岩石ダスト粒子はガスと力学的にカップルしており, 乱流によって拡散される. そのため, スノーラインの内側で渋滞した岩石ダスト粒子の一部はスノーラインの外側後方へと再分配され, スノーラインの外側のダスト面密度をも上昇させる. これらの物理過程の組み合わせによってスノーラインの外側ではペブル面密度が上昇し, ストリーミング不安定による微惑星形成を引き起こすと考えられている.

この微惑星形成モデルを原始惑星系円盤の形成・進化と組み合わせることで, 微惑星形成が時間的に異なる2つの段階で駆動されることがDrażkowska氏らによって示された [101]. まず, 分子雲コアからの物質降着が続くコンパクトで重い円

²⁶ガス降着を引き起こす大きな質量を持つ固体コア (原始惑星) を円盤寿命以内に形成することは古典的な惑星形成論の枠組みにおいては困難であると考えられている [86, 87]. この問題を解決するために, ペブル集積という新しい固体コア集積メカニズムが注目されている [88]. 円盤形成期 (class 0/I段階) の50万年以内にペブル集積によって10地球質量程度の固体コアを形成可能であるという研究 [89] もあり, 原始太陽系星雲中に早期に惑星ギャップが形成される可能性がある. 一方で, ダスト粒子の直接合体成長およびその後の微惑星集積によるガス惑星の固体コアの形成を統一的に計算した研究 [90] においても, 木星コアは円盤形成後数十万年程度で形成され得ることが明らかになった. ペブル集積及び微惑星集積による木星コアの形成については本特集の小林氏による記事 [85] を参照されたい.

²⁷原始木星より外側に位置するCC領域においては, 圧力極大点にペブルが堆積することでダスト面密度が上昇するため, 重力不安定などを經由しての微惑星形成が可能かもしれない. 一方で, NC領域の存在する内側領域には原始木星の存在に起因するダスト濃集構造は生じないため, 直接合体成長による微惑星形成 [91], あるいは弱乱流領域の内側境界に生じるダスト濃集領域での微惑星形成 [92] などを考える必要がある.

²⁸スノーライン (雪線) とは原始惑星系円盤において氷が昇華・凝縮する位置のことである. 本稿では H_2O 氷のスノーラインに注目する.

²⁹岩石粒子及び氷粒子の付着力については現在も議論が続いている. 岩石粒子の付着力は従来考えられていたより大きく, 反対に氷粒子の付着力は小さいという報告もあり [96-98]. 共通の理解は得られていない.

³⁰岩石ダスト面密度の上昇を利用し, スノーラインの内側で微惑星を形成するモデルも提案されている [99, 100].

盤を想定し、その状況下でのダスト面密度進化を考える。この段階においては円盤半径が増加することに伴い、ダスト粒子もガスの流れに乗って外向きに移流する。また、スノーライン近傍でのガスの拡散が効率的ならば、水蒸気の再凝縮によって氷ペブルの面密度が上昇し微惑星が形成される (class 0/I 段階での微惑星形成)。³¹ その後、分子雲コアからの降着が終了し大きな円盤が形成されると、今度はスノーラインよりも遠方から氷ペブルが落下するようになる。氷ペブルがスノーラインまで落下することで上述のメカニズムによりスノーラインの外側のペブル面密度が上昇し、微惑星が形成される (class II 段階での微惑星形成)。

Lichtenberg氏らの論文 [94] ではこの2段階の微惑星形成と分子雲コア段階における同位体不均質性を仮定し (図4)、class 0/I 段階での微惑星がNCグループの隕石の母天体、class II 段階で形成される微惑星がCCグループの隕石母天体であると議論している。³² 同位体二分性を説明する上で特に重要なのは、class II 段階での微惑星形成が (円盤進化に伴い遠方へ移動した) スノーライン近傍で駆動されるという点である。円盤の外側領域から落下してきたCC的なペブルがスノーラインに流れ込むことでCC的な微惑星を形成する際、ペブルはスノーラインによって「濾し取られる」。そのため、(スノーラインよりも内側に位置する) NC的な微惑星の存在する領域への、その後に円盤外側から落下するCC的なペブルによる汚染は抑制される。

しかし、このスノーラインでの微惑星形成が同位体二分性の起源であるというシナリオにも未解決な問題が存在する。このシナリオにおいて、NC的な組成を持つ円盤形成期に生まれる微惑星の形成は円

盤形成開始からわずか50万年程度で終了する。そのため、NC的な組成をもつ微惑星はclass 0/I 段階に生まれ、豊富に存在する²⁶Alの放射壊変熱によって微惑星内部が溶融し分化天体へと進化する事が期待される。一方で、NCグループには未分化の天体に由来すると考えられる普通コンドライトやエンスタタイトコンドライトが含まれている。³³ つまり、Lichtenberg氏らのシナリオにおいてNCグループに属するコンドライトの母天体がどのように形成されたのかは謎であり、²⁶Alの放射壊変熱によって微惑星が分化する前に天体衝突によって破壊しその後破片を再集積する、あるいは微惑星のサイズが十分小さく放射壊変熱が天体内部にこもらなかった、などの可能性を検討する必要がある。

以上、同位体二分性の発見以降に主張された2つの有力視されている理論モデルを紹介した。今後、これらのモデルで実際に同位体二分性を保つことが可能かどうかを様々な観点から検証する必要がある。また、同位体二分性から予想される原始太陽系星雲における微惑星・惑星形成プロセスを太陽系外の円盤、惑星系の観測と照らし合わせることも重要である。

6. ガスギャップ構造とCAI含有量・揮発性元素存在度の関係

同位体二分性から示唆される原始惑星系星雲のギャップ構造は、隕石に見られる様々な化学的・鉱物学的特徴を説明する可能性がある。ここではまず、コンドライト中に含まれるCAIの含有量について議論する。CAIは太陽近傍で凝縮したと考えられる高温凝縮物である。CAIの形成年代は現状発見されている太陽系物質のなかで最も古く (45.67億年前 [6])、太陽系の最初期に凝縮した固体物質である。コンドライト中のCAI含有量は炭素質コンドライトが0.5-10 vol.%程度であり、一方で普通コンドライトおよびエンスタタイトコンドライトは0.1 vol.%程度以下である [103]。CAI等の含有量の違いから、CCグループはNCグループに比べ難揮発性元素が選択的に濃集している。

³¹このモデルにおいて、class 0/I 段階で形成される微惑星は集積直後には大量の水 (氷) を含むことが期待される。これは一見すると水に乏しい組成を持つNCグループの隕石の母天体として不適当なのではないかと思われるが、集積後の²⁶Alの放射壊変熱による熱進化によって脱水可能であるとLichtenberg氏らは主張している [94]。

³²さらに、このシナリオはNC、CCグループの鉄隕石の年代学的特徴 [14] を説明可能である点も魅力的である。この論文 [94] では²⁶Alの放射壊変熱を考慮した微惑星内部の熱進化計算も行われており、NCおよびCCグループの鉄隕石の分化年代と整合的な結果が得られている。

³³このシナリオにおけるNC的な組成をもつ微惑星の集積年代は、普通コンドライト中のコンドロールの²⁶Al-²⁶Mg年代 (CAI形成から約200万年後 [8, 102]) と矛盾する。

NC・CCグループ間の含有量の差から、太陽近傍で形成されたCAIは円盤外側領域まで輸送され、その後CC領域においてのみ（ダスト落下等を免れて）保存されていたと考えられる。CAIを円盤外側領域に輸送するメカニズムとしては、class 0/I段階における円盤半径の拡大に伴うダスト粒子の外側輸送 [104] などいくつかのモデルが提案されている。そして、CC領域に輸送されたCAIを保存することは原始木星が形成するギャップ構造などが存在すれば可能だろう。CAIは典型的にはmmサイズであり、圧力の極大点が存在しない円盤を仮定した場合、ペブルと同様に中心星方向に100万年以内に落下してしまう。5章で説明した通り、原始木星がギャップ構造を形成すると円盤外側のCC領域に存在したCAIを太陽に落下させずに円盤中に保存することができる。Desch氏らの論文 [84] では原始木星の存在を3 auに仮定し、コンドライトのCAI含有量およびそのバリエーションを再現した。同様の物理プロセスによって、炭素質コンドライトの揮発性元素欠乏のパターン等の化学的特徴も説明できる可能性があり、今後様々な検討がなされるだろう。

難揮発性元素の（外向きの）輸送過程が議論されている一方で、Birmingham氏らは特にCC領域から地球近傍への揮発性物質の輸送に着目し、ギャップ構造が与える影響について議論している [105]。原始太陽系星雲の温度構造と母天体の形成領域の位置関係から、CC領域はNC領域よりも揮発性元素に富むことが予想される。しかし、コンドライトグループのあいだには水素や炭素などの高い揮発性元素の存在度に明瞭な差があるとは必ずしも言えない。つまり、核合成起源の同位体異常の説明とは異なり、ギャップ構造が揮発性物質の内側への輸送を妨げたという明確な証拠は得られていない。

7. 微惑星形成領域の推定

近年の惑星形成モデルでは、小惑星の表面組成の違い（S型・C型）が考慮され、固体惑星の形成に加えて小惑星の分布の再現が試みられている [106, 107]。S型小惑星がある程度均質な表面組成をもつ一方で、C型小惑星のスペクトル型は多様であり、類似するものとしてX型やD型も存在する。これらの小

惑星は過去に衝突破壊を経験したと考えられるが、大局的な空間分布は小惑星族として観測することが出来る。現在の小惑星族分布を惑星形成モデルにおいて再現するには、微惑星の形成場所・時刻に関する情報が必要となる。

本稿でこれまで議論した通り、隕石に見られる同位体不均質性は初期太陽系に分布する微粒子の時間空間情報を表している。大局的に見れば、原始太陽系星雲の動径方向の不均質性はダスト粒子の集積によって誕生した微惑星に保持されていると考えられることができる。著者は、特にCC領域に注目し、異なるタイプの隕石が持つCr同位体比の違いから母天体形成領域を相対的に推定した [64]。そして、内側から順にCV, CM, Tagish Lake, CIコンドライトの母天体が3-10 au付近で形成されたという結果を得た。この結果は、CAI含有量および難揮発性元素の存在度から様々なコンドライトの母天体形成領域を求めた先行研究 [84] の結果とよく一致している。これらの研究以外にも、微惑星の形成領域を推定することは多数のグループによって試みられている。例えば、Tagish Lake隕石中の炭酸塩の炭素同位体比に基づく議論 [108] や、CO₂に富む液体の水をSutter's Mill隕石という炭素質コンドライト中で発見したこと [109] に基づき、CO₂やCOのスノーラインを用いて母天体形成領域が推定されている。さらに、物質分析によって推定された微惑星形成領域、時刻の情報を隕石に記録されている残留磁化強度と比較することで、初期太陽系の磁場の動径分布およびその起源を推定する試みもあり [110]、微惑星形成領域の推定は惑星科学において現在最もホットなトピックのひとつである。

微惑星の形成領域に関する研究は現在発展途上である。形成領域は年代測定のように絶対値から求められるものではなく、原始太陽系星雲の温度構造や乱流強度の情報が不可欠である。また、C型小惑星と炭素質コンドライトのスペクトル型の対応 [111] も、小惑星探査などを通して進展している途上である。

隕石データの解釈についても、説明出来ていない点はいくつも残されている。例えば、van Kooten氏らの研究 [112] では、コンドルールの⁵⁴Crおよび²⁶Alの娘核種である²⁶Mgの同位体不均質性のトレンドを説明するために、CRコンドライト等の金属鉄

を多く含む炭素質コンドライトの母天体はCIコンドライト母天体よりも外側で形成されたと主張している。一方で、著者が提唱した隕石全岩のCr同位体不均質性に基づくモデルでは、CRコンドライト母天体はCIコンドライト母天体よりも内側で形成する必要がある。CRコンドライトに含まれるコンドルール・CAIの含有量や軽元素 (N・O) の同位体組成を含め、今後より多方面から検証する必要がある。

8. おわりに

我々の惑星形成プロセスに対する理解を深めるためには、天文観測からの制約に加え、太陽系内天体の探査、そして隕石学に基づく物質的な証拠に基づく議論が欠かせない。本稿では、原始太陽系星雲中の核合成起源同位体の不均質および二分性について、どのような物理化学過程に由来すると考えられているのかレビューした。特に、円盤の形成・進化、ダスト粒子の輸送、そして微惑星形成に関する物理過程について簡潔かつ丁寧に説明することを目指した。また、同位体二分性の存在から示唆される、原始太陽系星雲中に形成されたギャップ構造、あるいはスノーラインでの局所的な微惑星形成プロセスが、隕石物質のその他の特徴にどのような影響を及ぼし得ると期待されているのかについても最近の研究成果を紹介した。

同位体二分性に関する一連の研究は、隕石学の新たな知見が惑星形成の理論研究を加速させた好例である。とはいえ、現在提唱されているシナリオは隕石データを全て整合的に説明することには成功していない。また、本稿で述べた通り、太陽系が生まれた分子雲・星団の進化を研究することで、太陽系誕生時の同位体不均質の起源も明らかにする必要がある。急速に発展する各分野の知見を取り入れ続けることが、今後の惑星形成論の進展に必要な不可欠であろう。

謝辞

本稿の査読者である藤谷渉博士には多くの有意義なコメントをいただきました。また、本論文を執筆する機会をくださった奥住聡博士に感謝いたし

ます。筆者の研究はJSPS科研費 (JP20J00698, JP20K14535) の助成を受けたものです。

参考文献

- [1] 植田高啓, 2022, 遊星人 31, 68.
- [2] Dauphas, N. and Pourmand, A., 2011, *Nature* 473, 489.
- [3] Kobayashi, H. and Dauphas, N., 2013, *Icarus* 225, 122.
- [4] Kita, N. T. and Ushikubo, T., 2012, *Meteorit. Planet. Sci.* 47, 1108.
- [5] Bollard, J. et al., 2017, *Sci. Adv.* 3, e1700407.
- [6] Connelly, J. N. et al., 2012, *Science* 338, 651.
- [7] Tenner, T. J. et al., 2019, *Geochim. Cosmochim. Acta* 260, 133.
- [8] Pape, J. et al., 2019, *Geochim. Cosmochim. Acta* 244, 416.
- [9] Hezel, D. C. and Palme, H., 2010, *Earth Planet. Sci. Lett.* 294, 85.
- [10] ALMA Partnership et al., 2015, *Astrophys. J. Lett.* 808, L3.
- [11] 甘利幸子, 1993, 遊星人 2, 73.
- [12] 古家健次, 2021, 遊星人 30, 4.
- [13] Warren, P. H., 2011, *Earth Planet. Sci. Lett.* 311, 93.
- [14] Kruijer, T. S. et al., 2017, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* 114, 6712.
- [15] Trinquier, A. et al., 2007, *Astrophys. J.* 655, 1179.
- [16] Trinquier, A. et al., 2009, *Science* 324, 374.
- [17] Moynier, F. et al., 2010, *Earth Planet. Sci. Lett.* 300, 359.
- [18] Boyet, M. and Carlson, R. W., 2005, *Science* 309, 576.
- [19] Yokoyama, T. et al., 2007, *Earth Planet. Sci. Lett.* 259, 567.
- [20] Yokoyama, T. and Walker, R. J., 2016, *Rev. Mineral. Geochem.* 81, 107.
- [21] Jacquet, E. et al., 2019, *Astrophys. J.* 884, 32.
- [22] Burbidge, E. M. et al., 1957, *Rev. Mod. Phys.* 29, 547.

- [23] 和南城伸ほか, 2014, 天文月報 107, 7.
- [24] Arlandini, C. et al., 1999, *Astrophys. J.* 525, 886.
- [25] Burkhardt, C. et al., 2011, *Earth Planet. Sci. Lett.* 312, 390.
- [26] Budde, G. et al., 2016, *Earth Planet. Sci. Lett.* 454, 293.
- [27] Budde, G. et al., 2019, *Nat. Astron.* 3, 736.
- [28] 深井稜汰, 2020, 遊星人 29, 14.
- [29] 瀧川晶, 2020, 遊星人 29, 4.
- [30] Schaller, G. et al., 1992, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 96, 269.
- [31] Fukushima, H. et al., 2020, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 497, 3830.
- [32] Lada, C. J. and Lada, E. A., 2003, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 41, 57.
- [33] 小林浩, 2005, 遊星人 14, 44.
- [34] 小林浩, 2008, 遊星人 17, 22.
- [35] Adams, F. C., 2010, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 48, 47.
- [36] Cameron, A. G. W. and Truran, J. W., 1977, *Icarus* 30, 447.
- [37] Boss, A. P. et al., 2008, *Astrophys. J.* 686, L119.
- [38] Kinoshita, S. W. et al., 2021, *Astrophys. J.* 921, 150.
- [39] Ouellette, N. et al., 2010, *Astrophys. J.* 711, 597.
- [40] Close, J. L. and Pittard, J. M., 2017, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 469, 1117.
- [41] 野沢貴也, 2015, 天文月報 108, 274.
- [42] Portegies Zwart, S. et al., 2018, *Astron. Astrophys.* 616, A85.
- [43] 三木順哉ほか, 2007, 遊星人 16, 135.
- [44] 橘省吾, 2009, 地球化学 43, 213.
- [45] Gaches, B. A. L. et al., 2020, *Astrophys. J.* 898, 79.
- [46] Vasileiadis, A. et al., 2013, *Astrophys. J. Lett.* 769, L8.
- [47] Fujimoto, Y. et al., 2018, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 480, 4025.
- [48] Kuffmeier, M. et al., 2016, *Astrophys. J.* 826, 22.
- [49] MacPherson, G. J. et al., 2012, *Earth Planet. Sci. Lett.* 331, 43.
- [50] Wasserburg, G. J. et al., 1977, *Geophys. Res. Lett.* 4, 299.
- [51] Sahijpal, S. and Goswami, J. N., 1998, *Astrophys. J.* 509, L137.
- [52] Holst, J. C. et al., 2013, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* 110, 8819.
- [53] Fukai, R. and Yokoyama, T., 2017, *Earth Planet. Sci. Lett.* 474, 206.
- [54] Ek, M. et al., 2020, *Nat. Astron.* 4, 273.
- [55] Nakamoto, T. and Takeishi, A., 2016, *Lunar Planet. Sci. Conf.* 47, 2201.
- [56] Nanne, J. A. M. et al., 2019, *Earth Planet. Sci. Lett.* 511, 44.
- [57] Nakamoto, T. and Nakagawa, Y., 1994, *Astrophys. J.* 421, 640.
- [58] Hueso, R. and Guillot, T., 2005, *Astron. Astrophys.* 442, 703.
- [59] 塚本裕介, 2022, 遊星人 31, 6.
- [60] Boss, A. P., 2008, *Earth Planet. Sci. Lett.* 268, 102.
- [61] Vanhala, H. A. T. and Boss, A. P., 2002, *Astrophys. J.* 575, 1144.
- [62] 杉浦直治, 2013, 地球化学 47, 183.
- [63] Sugiura, N. and Fujiya, W., 2014, *Meteorit. Planet. Sci.* 49, 772.
- [64] Fukai, R. and Arakawa, S., 2021, *Astrophys. J.* 908, 64.
- [65] Arakawa, S. et al., 2021, *Astrophys. J.* 920, 27.
- [66] Shakura, N. I. and Sunyaev, R. A., 1973, *Astron. Astrophys.* 500, 33.
- [67] 永原裕子, 2020, 低温科学 78, 115.
- [68] Dauphas, N. et al., 2010, *Astrophys. J.* 720, 1577.
- [69] 鈴木建ほか, 2009, 遊星人 18, 147.
- [70] 鈴木建, 2015, 天文月報 108, 147.
- [71] Hayashi, C., 1981, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* 70, 35.
- [72] Blum, J. and Wurm, G., 2008, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 46, 21.
- [73] Scharäpler, R. R. et al., 2022, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 509, 5641.
- [74] Wada, K. et al., 2011, *Astrophys. J.* 737, 36.
- [75] 和田浩二, 2015, 遊星人 24, 201.

- [76] 片岡章雅, 2017, 天文月報 110, 333.
- [77] Yang, C. -C. et al., 2017, *Astron. Astrophys.* 606, A80.
- [78] 橋本淳, 2015, 遊星人 24, 282.
- [79] Haghhighipour, N. and Boss, A. P., 2003, *Astrophys. J.* 583, 996.
- [80] 金川和弘, 2015, 遊星人 24, 4.
- [81] 武藤恭之, 2010, 天文月報 103, 688.
- [82] Bitsch, B. et al., 2018, *Astron. Astrophys.* 612, A30.
- [83] Morbidelli, A. et al. 2016, *Icarus* 267, 368.
- [84] Desch, S. J. et al., 2018, *Astrophys. J. Suppl.* 238, 11.
- [85] 小林浩, 2022, 遊星人, submitted.
- [86] Kokubo, E. and Ida, S., 2002, *Astrophys. J.* 581, 666.
- [87] 小林浩, 2011, 遊星人 20, 317.
- [88] Johansen, A. and Lambrechts, M., 2017, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* 45, 359.
- [89] Tanaka, Y. A. and Tsukamoto, Y., 2019, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 484, 1574.
- [90] Kobayashi, H. and Tanaka, H., 2021, *Astrophys. J.* 922, 16.
- [91] Homma, K. A. et al., 2019, *Astrophys. J.* 877, 128.
- [92] Ueda, T. et al., 2019, *Astrophys. J.* 871, 10.
- [93] 奥住聡, 2019, 遊星人 28, 285.
- [94] Lichtenberg, T. et al., 2021, *Science* 371, 365.
- [95] Drążkowska, J. and Alibert, Y., 2017, *Astron. Astrophys.* 608, A92.
- [96] Kimura, H. et al., 2015, *Astrophys. J.* 812, 67.
- [97] Steinpilz, T. et al., 2019, *Astrophys. J.* 874, 60.
- [98] Musiolik, G. and Wurm, G., 2019, *Astrophys. J.* 873, 58.
- [99] Ida, S. et al., 2021, *Astron. Astrophys.* 646, A13.
- [100] Hyodo, R. et al., 2021, *Astron. Astrophys.* 646, A14.
- [101] Drążkowska, J. and Dullemond, C. P., 2018, *Astron. Astrophys.* 6014, A62.
- [102] Siron, G. et al., 2021, *Geochim. Cosmochim. Acta* 293, 103.
- [103] Scott, E. R. D., 2007, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* 35, 577.
- [104] Yang, L. and Ciesla, F. J., 2012, *Meteorit. Planet. Sci.* 47, 99.
- [105] Bermingham, K. R., 2020, *Space Sci. Rev.* 216, 133.
- [106] Walsh, K. J. et al., 2011, *Nature* 475, 206.
- [107] Raymond, S. N. and Izidoro, A., 2017, *Sci. Adv.* 3, e1701138.
- [108] Fujiya, W. et al., 2019, *Nat. Astron.* 3, 910.
- [109] Tsuchiyama, A. et al., 2021, *Sci. Adv.* 7, eabg9707.
- [110] Weiss, B. P. et al., 2021, *Sci. Adv.* 7, eaba5967.
- [111] 廣井孝弘, 杉田精司, 2010, 遊星人 19, 36.
- [112] van Kooten, E. M. M. E. et al., 2016, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* 113, 2011.