



Title	微惑星衝撃波による固体微粒子と微惑星の 加熱・蒸発・再凝縮過程
Author(s)	田中, 今日子; 長澤, 真樹子; 三浦, 均 他
Citation	低温科学, 78, 191-197
Issue Date	2020-03-24
DOI	https://doi.org/10.14943/lowtemsci.78.191
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/77781
Type	departmental bulletin paper
File Information	22_p191-197.LT78.pdf



微惑星衝撃波による固体微粒子と微惑星の 加熱・蒸発・再凝縮過程

田中 今日子^{1)*}, 長澤 真樹子²⁾, 三浦 均³⁾, 田中 秀和¹⁾,
野村 英子⁴⁾, 中本 泰史⁵⁾, 山本 哲生⁶⁾

2019 年 10 月 30 日受付, 2019 年 11 月 7 日受理

原始惑星系円盤内において頻繁に発生する微惑星衝撃波による物質の加熱・蒸発・再凝縮などの熱進化過程について調べた。木星が形成された後、特に小惑星帯付近では強い衝撃波が発生し、固体微粒子（ダスト）や微惑星は加熱される。この結果、ダストは融解し、隕石中のコンドリュールが効率的に形成できる環境が作られる。またスノーラインの外側に存在する氷微惑星でも蒸発が起きる。氷微惑星は数十万年程度かけて円盤内側に移動していく間に岩石微惑星へと変成していく。大量の氷微粒子が再凝縮し、ダストも原始惑星系円盤に放出される。これらのプロセスは物質進化過程に大きな影響を及ぼす可能性がある。

Heating, evaporation, and re-condensation of planetesimals and dusts due to planetesimal bow shock waves

Kyoko K. Tanaka¹, Makiko Nagasawa², Hitoshi Miura³, Hidekazu Tanaka¹,
Hideko Nomura⁴, Taishi Nakamoto⁵ and Tetsuo Yamamoto⁶

We investigated the thermal evolution of dusts and planetesimals as a result of bow shock waves associated with planetesimals orbiting with supersonic velocities relative to the gas in a protoplanetary disk.

キーワード：氷微惑星, コンドリュール, 衝撃波加熱, 蒸発, 凝縮
icy planetesimal, chondrule, shock wave heating, evaporation, condensation

1. はじめに

宇宙において氷は固体微粒子（ダスト）の主要物質として存在しており、惑星や生命の主要な材料物質である水が、太陽系でどのように進化し種々の天体に分配されるのかは興味深い問題である。標準的なシナリオによると、円盤ガス内で氷と岩石物質からなるダストが集積し

てキロメートルサイズ以上の微惑星が形成される。微惑星はさらに衝突合体を繰り返し、千キロサイズ以上の原始惑星へと成長する。原始惑星系円盤内でダスト微粒子が成長して形成した微惑星は、円盤ガス中でさらに衝突合体を繰り返し惑星へと成長する。太陽をとりまく原始惑星系円盤は、太陽に近づくほど温度が上昇し、氷が蒸発する雪線（スノーライン）の前後では惑星形成の振る

*連絡先

田中 今日子
東北大学大学院理学研究科天文学専攻
〒980-8578 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 6-3
e-mail: kktanaka@astr.tohoku.ac.jp

1) 東北大学
Tohoku University, Sendai, Japan
2) 久留米大学
Kurume University, Kurume, Japan

3) 名古屋市立大学
Nagoya City University, Nagoya, Japan
4) 国立天文台
National Astronomical Observatory of Japan, Tokyo, Japan
5) 東京工業大学
Tokyo Institute of Technology, Tokyo, Japan
6) 北海道大学
Hokkaido University, Sapporo, Japan

舞いは大きく変化する。スノーラインより外側では、惑星の材料となる氷成分が大量に存在し、原始惑星は地球サイズより大きく成長する。地球サイズの何倍も大きく成長した原始惑星は周囲にガスを取り込み、木星や土星のような巨大なガス惑星が形成される。

巨大ガス惑星である木星は太陽系形成期に大きな影響を与える。木星の重力相互作用により周りの微惑星は軌道が大きく乱され、木星の影響を受ける領域では微惑星同士の衝突が頻繁に起きる。この際の相対速度は大きい。そのため、微惑星の合体成長よりむしろ衝突破壊が起きるだろう。このような微惑星の重力散乱が円盤ガス中で起こるとき、円盤ガスと微惑星との間には相対速度が生じる。微惑星と円盤ガスとの相対速度は離心率が増すほど大きくなり、音速を超える場合には微惑星の進行方向に衝撃波が発生する。この衝撃波を微惑星衝撃波と呼ぶ(図1)。

惑星形成期において、この微惑星衝撃波は頻繁に発生すると考えられる。特に離心率が大きくなる時期は主に2つのステージがある。ひとつは原始惑星の暴走成長期で微惑星が成長すると、重力相互作用が強くなりさらに成長が加速され離心率が上昇する。もうひとつは木星のような巨大ガス惑星が形成された後の重力散乱による微惑星の離心率上昇である。質量の大きい木星が形成された後は、木星の周囲の微惑星の離心率は大きく上昇し、大きな衝撃波が発生するだろう。特に共鳴を大きく受ける小惑星帯領域への影響は大きいと考えられる。

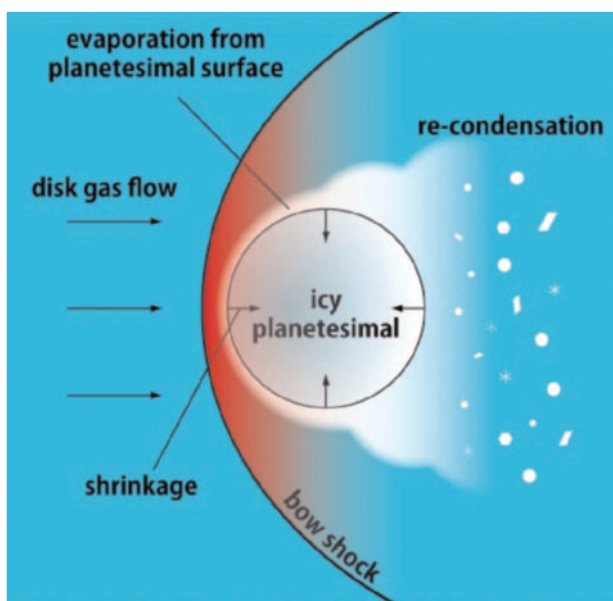


図1：微惑星衝撃波の模式図。微惑星と円盤ガスとの相対速度が大きい場合、微惑星の進行方向前面に衝撃波が発生する。円盤内にあるダストは蒸発や融解や結晶化し、氷微惑星は蒸発する。

微惑星衝撃波は円盤内の物質にさまざまな影響を与える可能性がある。ひとつは円盤ガス内に漂うダストへの影響である。円盤ガス内のダストは微惑星衝撃波に突入すると、衝撃波の後面はガス密度が上昇するため、大きな摩擦熱を受け加熱される。これにより衝撃波面に突入したダストは加熱、蒸発、融解、再凝縮、結晶化などを経験すると考えられる。このプロセスは、隕石内の主要構成物質であるコンドリュールの形成のための有力な候補とされている(Hood, 1998, Iida et al., 2002, Miura and Nakamoto, 2005)。コンドリュールはミリメートルサイズの融解を経験した球形粒子である。しかし、ダストを融解させるためには衝撃波の大きさはかなり大きな必要があり、衝撃波の強さを定量的に評価する必要がある。

もう一つ考えられる微惑星衝撃波による影響は、微惑星の加熱である。衝撃波により微惑星自身にも高温ガスが吹き付けることにより加熱される。加熱が大きい場合には、微惑星は蒸発する。この効果により氷が主成分の水微惑星はスノーラインの外側にいたとしても蒸発する可能性がある。微惑星の蒸発は、衝突破壊と同様に惑星形成を妨げる方向に働き、円盤内の水の分布にも影響を与えると考えられる。近年我々は、微惑星衝撃波による水微惑星の熱的な影響について研究を行ってきた。微惑星衝撃波による微惑星の加熱と蒸発を記述する理論モデルを構築し、衝撃波から微惑星表面までの熱収支を解き、微惑星表面温度を求め、衝撃波の強さと微惑星の蒸発率との関係について調べた(Tanaka et al., 2013)。この結果、水微惑星が効率的に蒸発する可能性が示された。

本稿では特に木星が形成された後の微惑星衝撃波に着目して議論する。このステージでは木星との重力相互作用により、以前の研究で調べた原始惑星の暴走成長期のステージよりさらに微惑星の軌道の離心率が上昇するため、強い衝撃波が発生し、熱進化に大きな影響を与える。2章で述べるように、木星が形成された後の微惑星について軌道計算を行った結果、従来考えられていた値よりもさらに強い衝撃波が発生することが分かった。これは、円盤ガス内のダストや微惑星の加熱の度合いが従来考えられてきたものより大きいことを示す。本稿ではこれらの効果や影響について述べる。

2. 微惑星衝撃波の発生

原始惑星系円盤中のガスはケプラー回転運動をしているが、微惑星は重力相互作用による離心率の上昇や軌道傾斜角の変化に伴い、円盤ガスとは異なる運動をするため、ガスとの間に相対速度が生じる。微惑星と円盤ガス

との相対速度は離心率が増すほど大きくなり、相対速度が音速を超える場合には、衝撃波が発生する。相対速度は近似的に微惑星のランダム運動の速さで与えられ、ランダム速度 v_p は離心率 e とケプラー速度 v_K を用いると ev_K となるため、衝撃波の発生条件（つまり、ランダム速度 > 音速）を用いると、ランダム速度に対する条件は以下になる。

$$v_p > 9.5 \times 10^4 \left(\frac{e}{0.05} \right) \left(\frac{a}{3\text{AU}} \right)^{-\frac{1}{2}} \text{cms}^{-1} \quad (1)$$

従って、3 AU 付近の小惑星帯の領域において、離心率がおよそ 0.05 を超えると衝撃波が発生する。巨大ガス惑星である木星が形成された後は、木星の重力散乱により微惑星の離心率は大きく上昇し、強い衝撃波が発生するだろう。特に共鳴を受ける小惑星帯領域への影響は大きいと考えられる。我々は定量的な値を知るため、木星の重力散乱による微惑星の軌道進化計算を行い離心率を求めた (Nagasawa et al., 2014, 2019)。Nagasawa et al. (2014, 2019) では、木星の重力相互作用だけでなく、過去の研究では考慮されていない円盤からの重力による永年共鳴も考慮し、100–1000 km サイズの微惑星の軌道計算を行った。図 2 は木星に近い 4 AU 付近にあった数十個の微惑星の軌道進化を追ひ、その離心率を示したものである。横軸は軌道長半径である。微惑星は木星からの重力散乱により離心率が上昇して円盤ガスとの相対速度が大きくなり、ガス抵抗を受けて円盤の内側に移動していく様子が示されている。微惑星の軌道長半径はおよそ

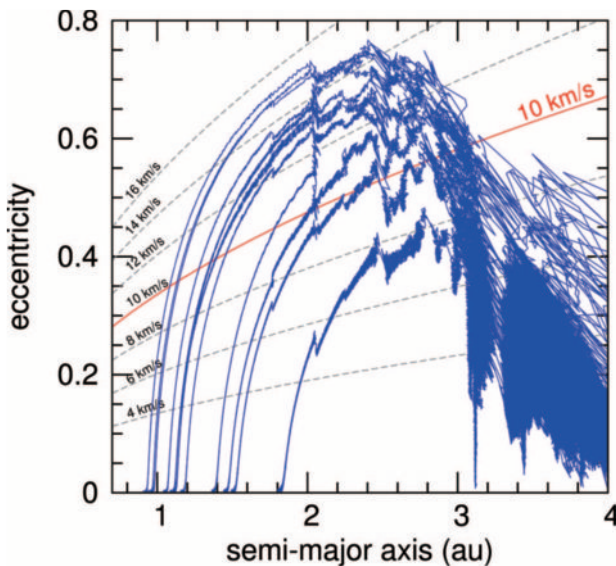


図 2：木星の重力により散乱された微惑星の離心率を示す。横軸は軌道長半径。初期位置 4 AU にいた数十個の微惑星は木星との相互作用により離心率が上昇する一方、円盤ガスとの摩擦を受け円盤内側に落下する。点線は微惑星のランダム速度を示す。離心率が最大となる領域では相対速度は秒速 10 km 以上になり、強い衝撃波が発生する。

数十万年程度で小さくなる一方、離心率は増大し続ける。特に木星との永年共鳴付近を通過するとき大きな影響を受け、2 AU から 3 AU 付近で離心率は最大になる。離心率の増大により、微惑星のランダム速度が大きくなりこの領域では強い衝撃波が発生する。これまで木星形成後における周辺の微惑星の軌道計算は行われていたが、今回新たに円盤からの重力による永年共鳴の効果を取り入れたことにより、従来考えられてきた離心率のピークをさらに増加させる結果が得られた。例えば小惑星帯付近においては、従来の研究は最大でも 7 km/s であったのに対し (Weidenschilling et al., 1998)、我々の結果では相対速度が 10 km/s 以上と大きくなった。この結果は従来考えられていたよりも、さらに強い衝撃波が発生することを示す。

3. 衝撃波によるダストの加熱とコンドリュール形成

隕石内の主要構成物質であるコンドリュールはミリメートルサイズの融解を経験した球形粒子である。コンドリュール形成のメカニズムは物質科学の大きな問題となっており、さまざまな候補が挙げられているが、その形成メカニズムは未だ議論中である。有力な加熱メカニズムのひとつが円盤内の衝撃波である。衝撃波を通過したダストは摩擦熱により加熱され、ある程度大きな摩擦を受けると融解や蒸発が起きる。コンドリュールの分析から、コンドリュールは非常に短時間で加熱されたのち急冷することが示唆されており、その条件にも衝撃波加熱は当てはまる (Miura and Nakamoto, 2005)。ダストが融解するかどうかは円盤ガスの密度と衝撃波速度に大きく依存する。コンドリュールサイズであるミリメートルサイズのダストを融解させるためには、小惑星帯でおよそ 10 km/s 以上の衝撃波速度が必要である (Iida et al., 2002)。2 章で述べたように、衝撃波速度は 10 km/s 以上になり条件を満たしていることから、木星形成後に小惑星帯付近に漂うミリメートルサイズのダストは微惑星衝撃波により融解すると考えられる。この環境は数百万年程度続くことから、コンドリュールの形成期間とも整合的である。

また大きなダスト等、融解しないにせよ 1000 K 程度まで加熱される場合には、結晶化が起きる (Fabian et al., 2000)。ダストは星間雲ではほとんどが非晶質状態であったと考えられているが、原始惑星系円盤や彗星などは赤外スペクトル観測から結晶状態 (結晶質シリケート) があることが示されており、とくに円盤遠方の低温環境

で作られる彗星で何故結晶が存在するかについては問題となっている。2章で述べた微惑星の軌道計算では多くの微惑星が円盤内側に移動するが、一部の微惑星は木星との強い共鳴により遠方に飛ばされることが示されており、彗星に存在する結晶の起源になる可能性がある (Nagasawa et al., 2014)。

一方、サイズの小さいダストは強い衝撃波により蒸発するだろう。このとき、蒸発したダスト成分のガスは再凝縮する。再凝縮する際、円盤ガスはもともと温度が低いため、冷却時間は非常に短いと考えられる。このときの凝縮過程を考えた場合、非常に小さい nm サイズの微粒子が形成され、これらは隕石中のマトリクスを構成する微細粒子と似ていることが指摘されている (Miura et al., 2013)。小惑星帯付近で加熱を受けたダストや微細粒子はやがて集積するか、あるいは周辺の微惑星に取り込まれる。我々の結果は隕石の構成物を形成するプロセスが小惑星帯付近で普遍的に起きることを示唆する。

また、木星の影響を受けた領域では微惑星同士の衝突破壊も頻繁におきると考えられる。衝突破壊において溶けた微惑星の一部が円盤に放出されてコンドリュールができる可能性も指摘されている (Johnson et al., 2015)。また衝突により、小さな衝突破片やダストも円盤内に多数放出され、これらが衝撃波を通過することでさらに熱化されることも考えられる。以上、このステージではダスト粒子のさまざまな熱的プロセスが考えられ、今後さらに定量的な検討を行う必要がある。

4. 衝撃波による微惑星の加熱

1章で述べたように、微惑星衝撃波が発生すると微惑星自身も加熱される。衝撃波後面でガスは加熱され微惑星の表面に吹き付け表面物質を温める。微惑星の表面温度が氷の蒸発温度に達したとき、蒸発が起きる。蒸発が効率的に起きた場合、微惑星は縮小してサイズが小さくなっていく。木星形成後に微惑星がどの程度加熱されるのか知るため、衝撃波面から微惑星表面までのガスの熱収支のエネルギー方程式を解き、微惑星の表面温度を求め、微惑星がどの程度蒸発するかについて調べた。この微惑星の加熱および蒸発を記述する方程式系は Tanaka et al. (2013) のものを用いた。ここで、衝撃波から微惑星への加熱率に関しては不定性があるためパラメータ (α) とし、実験や解析を参考に衝撃波の約 1% から 10% 程度の熱エネルギーが微惑星の加熱に使われるとして計算を行っている。図 3 は小惑星帯付近での微惑星温度と蒸発時間を横軸衝撃波速度の関数として示したものであ

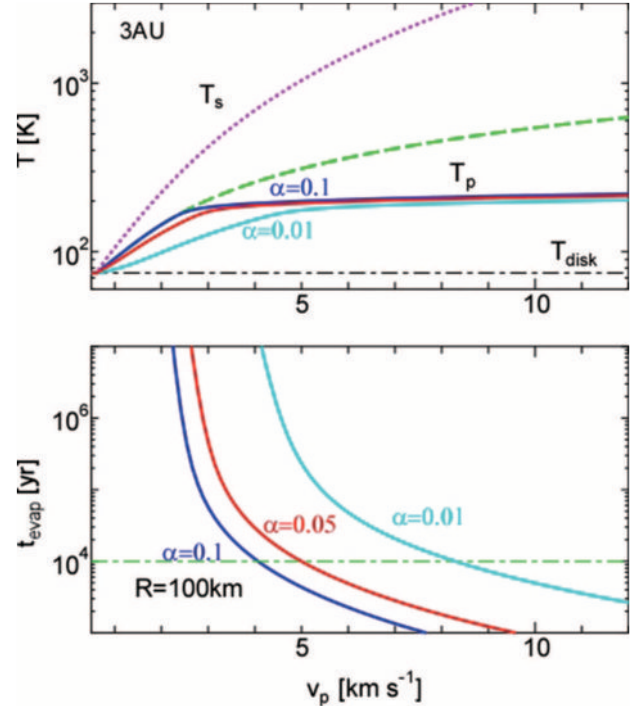


図 3: 衝撃波速度に対する氷微惑星の表面温度 (上図) と蒸発時間 (下図)。 T_p , T_s , T_{disk} はそれぞれ氷微惑星の表面温度、衝撃波後面のガス温度、円盤ガスの温度を示す。上図の緑の点線は岩石微惑星の表面温度を示す。 α は加熱率を決めるパラメータである。下図は微惑星半径 $R=100\text{ km}$ の蒸発時間 t_{evap} を示す。

る。蒸発時間は微惑星の質量 m を用いて以下で定義される。

$$t_{\text{evap}} = \left| \frac{1}{m} \frac{dm}{dt} \right|^{-1} = \frac{m}{E} \quad (2)$$

(2) 式の中の E は微惑星の蒸発率であり、微惑星の表面温度で決まる。図 3 では微惑星の半径を 100 km、円盤ガスの温度を 70 K とした場合を示す。衝撃波速度が大きくなるほど微惑星の表面温度が上昇し、5 km/s の衝撃波速度以上になると 170 K 付近まで上昇する。温度が上昇すると氷の蒸発率も上昇するため、170 K 付近まで温度が上昇すると、蒸発による潜熱による冷却と衝撃波後面から入ってくる熱エネルギーと釣り合うため、これ以上温度は上昇しない。このとき、100 km サイズの氷微惑星の蒸発時間は 10 万年以下になり、円盤寿命である百万年よりも短くなる。2章で述べた通り、小惑星帯付近の氷微惑星は木星との共鳴により離心率が上昇し、10 km/s 程度の衝撃波を発生させるため、小惑星帯付近の氷微惑星は激しく蒸発する。微惑星はガスとの摩擦により円盤内側に数十万年程度かけて移動していくが、その間に氷微惑星は蒸発し岩石微惑星へと変成していくと考えられる。一方、氷を含まない岩石微惑星を考

えた場合、岩石物質の蒸発は起きないものの、微惑星表面温度は 500 K 付近まで上昇する。つまり、岩石微惑星の場合は円盤ガスの温度よりも表面温度がかなり高くなることを示しており、微惑星の変成、例えば含水鉱物の生成や有機物の重合反応などが促進されるかもしれない。

5. H₂O の再凝縮

微惑星加熱により、円盤に放出された大量の水蒸気はその後どうなるだろうか？ 微惑星表面から蒸発したガスは衝撃波後面のガスと共に微惑星の後方に流れる。このとき周りの円盤ガスは冷たいため、すぐに再凝縮が起きると考えられる。どのような粒子として円盤に放出されるかについて、凝縮過程を記述する核生成理論に基づいて調べた。氷微惑星には氷以外にも岩石成分のダストや水分子以外の水成分が含まれているため、蒸発する際は、水蒸気とともに小さなダストや水以外の他の分子も微惑星の表面から放出されるだろう。ダストが大量にある中での凝縮はそのダスト上に凝縮が起きる（不均質核生成）が、ダストが少ない場合には水分子が直接核を作る（均質核生成）ため、2つのプロセスの競合過程になる。凝縮した氷成分のうち、不均質核生成でできた粒子、つまり岩石ダスト上に氷が凝縮したコアマントル型構造をもつ粒子に含まれる氷成分量の割合 f は以下で表される。

$$f(t) = \frac{n_d}{n_{H_2O}} \left[\frac{r_d^3(t) - r_d^3(0)}{r_1^3} \right] \quad (3)$$

n_d と n_{H_2O} は岩石ダストと水分子の数密度である。 $r_d(t)$ は時刻 t でのコアマントル型構造を持つ氷粒子の半径で、 r_1 が水分子半径である。岩石ダストが存在していない場合、均質核生成が起きる時刻（核生成率がピークになる時刻）を t_f とすると、時刻 t_f までに水分子が岩石ダストに吸収する割合は $t=t_f$ のときの f が不均質核生成と均質核生成のどちらが卓越するかの大まかな指標となる。この f 値を図 4 に示した（ダスト半径は $0.1 \mu\text{m}$ 、水とダストの質量比は 0.1 の場合）。 f は冷却時間の関数であり、冷却時間が短いほど均質核生成が卓越する。何故なら早く冷却すると核生成率が急激に上昇し、凝縮核が多数できるからである。微惑星衝撃波の場合、ガスの冷却時間は微惑星の半径 R を用いると、大体 R/v_p であるので $100\text{--}1000 \text{ km}$ の微惑星で秒速 5 km の衝撃波速度の場合 $20\text{--}200 \text{ s}$ と短く、均質核生成が卓越すると考えられる。

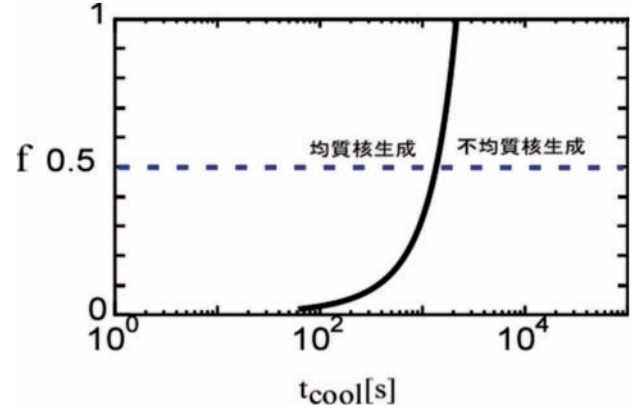


図 4：水分子が凝縮する際の岩石ダストに吸収する割合 f を示す。横軸は系の冷却時間。 f は不均質核生成と均質核生成のどちらが卓越するかの指標となり、 f が 0.5 より小さい場合には均質核生成が卓越する。

均質核生成を考える場合、室内実験より得られた水の核形成率は、広く用いられてきた核生成の古典的理論が与える値よりも、数桁以上も異なることが報告されている。水以外でのさまざまな物質についても何桁も値が異なることが示されており、核生成率の不定性は古典的核生成理論の破綻として大きな問題となっている (Dillmann and Meier 1991)。核生成理論では単にバルクの表面張力を用いて核生成率を導出するが、始めに凝縮が起きる際の臨界核のサイズがナノスケール以下になるためバルク値からずれることが不定性の原因と考えられている。

このような問題点に対し、我々は高精度の核生成率を求めることを目的とし、水蒸気からの凝縮過程を分子動力学 (MD) 計算により再現した。MD 計算は分子間ポテンシャルにより相互作用する分子運動を数値計算する手法である。水分子間の相互作用は過去の研究でよく用いられている SPC/E (extended simple point charge model) モデルを用いた。最大 410 万分子を用いた大規模分子動力学計算を行うことにより、室内実験レベルの低い生成率で進行する水凝縮核生成を初めて MD 計算で実現した (図 5)。それらの結果から、本来は温度と圧力の 2 つに依存する凝縮核生成率が、それらの組み合わせで表される 1 つの変数のみに依存するスケーリング則を提唱した。このスケーリング則は、温度で約 200 K 、核生成率では 30 桁にわたる広い範囲に対し、分子動力学計算と室内実験の両方の結果をよく再現しており有用である。また我々の結果は、温度や圧力の広い範囲に対し得られた水蒸気からの凝縮核生成率は古典的核生成理論から大きくずれるが、凝縮核の表面張力を補正した半現象論的モデルとよく一致することを示す (Tanaka et

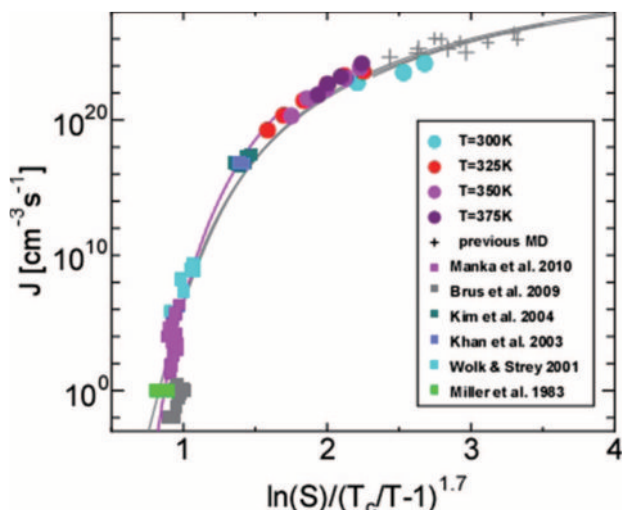


図5：水の核生成率，横軸に含まれる過飽和度 S は圧力と飽和蒸気圧の比を表す． (T, T_c) は温度と臨界温度．●印は本研究の分子動力学計算で得られた核生成率で，+印は従来の分子動力学計算の結果，■印は室内実験値）線は半現象論的モデルを示す．大規模計算により，核生成率における室内実験と分子動力学計算の間の隔たりは埋められた．核生成率の約30桁にわたる範囲に対して，我々の提唱するスケーリング則は分子動力学計算と室内実験両方の結果をよく再現する (Angelil et al., 2015 を転載)．

al., 2014, Angelil et al., 2015)．

補正した高精度の核生成理論モデルを適用して，微惑星衝撃波により発生する蒸気ガスの凝縮過程および粒子成長過程を記述する方程式を数値計算することにより，微惑星表面からの蒸発したガスから凝縮するダスト粒子数やサイズ分布などが評価できる．図6は高精度の核生成率を用いて微惑星蒸発後の均質核生成の計算を行った例である．凝縮核はあまり成長せず nm サイズの水ダストができることが示されている．微惑星蒸発後は水の微結晶が大量に円盤ガスに放出されると考えられる．

6. まとめ：微惑星衝撃波による物質進化

これまで木星形成後の微惑星衝撃波によるダスト・微惑星の加熱と蒸発および再凝縮過程について述べてきた．まとめると以下になる．

- 1) 木星が形成された後，特に小惑星帯付近の微惑星は強い摂動を受け，従来考えられていたよりも強い衝撃波 (10 km/s 以上) が発生する．
- 2) 衝撃波を通過するダストは加熱し蒸発・融解する．特に小惑星帯付近では隕石中の主要構成物である球形粒子 (コンドリュール) が形成可能な環境が自然に作られる．またダストの一部は蒸発・再凝縮してミクロンサイズの微粒子を生成したり，結晶化したりするため，隕石内の微小ダストや観測で見つかった

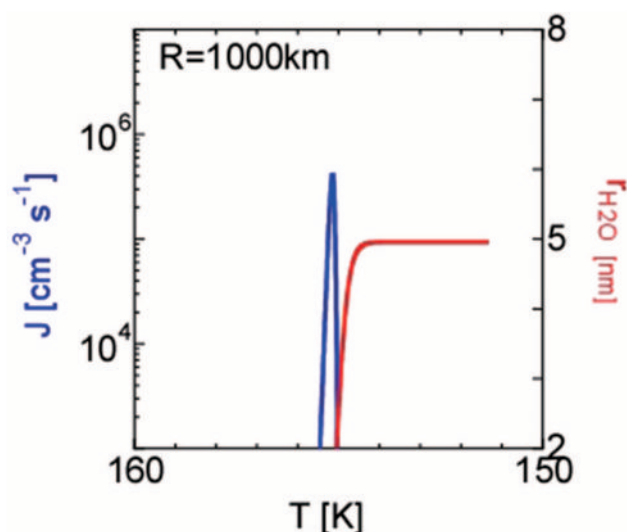


図6：微惑星が蒸発した後の均質核生成計算例．冷却し温度が下がると核生成率 J (青線) が上昇し 155 K 付近でピークとなる．水ダストの平均サイズ (赤線) は 5 nm となりナノメートルサイズの微粒子が生成される．

いる結晶質シリケートの起源となりうる．

- 3) 衝撃波により微惑星自身も高温ガスが吹き付けられることにより加熱され，スノーラインの外側においても氷微惑星が効率的に加熱・蒸発する．微惑星は円盤内側に数十万年程度かけて移動していくが，その間に氷微惑星は蒸発し岩石微惑星へと変成する．
- 4) 微惑星の蒸発・再凝縮により大量の氷微結晶が円盤ガスに放出される．また微惑星の蒸発に伴い岩石ダストが放出され，2) のプロセスを繰り返し促進する方向に働く．

微惑星蒸発に関しては，蒸発や変成の程度は微惑星のサイズに依存する．サイズの大きい微惑星の方がより強い衝撃波が発生するためより蒸発が進行すると考えられる．また木星に近い微惑星の方が摂動により早く内側に移動するなど，微惑星の初期位置にも依存する．そのため，変成が進んだ岩石微惑星と加熱されていない氷微惑星が小惑星帯付近に混在し，多様性が生じると考えられる．また地球型惑星は動径方向の外側から移動してくる微惑星を集積する．どの程度水が円盤の内側まで運ばれるのか定量的に調べる場合，微惑星の蒸発や移動プロセスを正確に考慮することが重要だろう．

また近年，系外惑星が多数観測されており，惑星の軌道や質量などが明らかになっている．最近我々は系外惑星も念頭において，巨大ガス惑星の軌道や質量などをパラメータとしさまざまな値に変化させた場合の微惑星の軌道計算を行った．それらの結果は広いパラメータ領域で微惑星衝撃波が発生し，それに伴い，今回述べたもの

と同様のプロセスが起こることを示している (Nagasawa et al., 2019). また微惑星の蒸発は大量の水微結晶や赤外線放出源となる岩石ダスト, また水以外の分子も原始惑星系円盤に放出されるため, 原始惑星系円盤の観測にも影響を与えるかもしれない. 例えば, 衝撃波加熱後の化学反応によりいくつかの特有の分子が作られるため, 原始惑星系円盤の観測において惑星形成のプロープになる可能性もある (Nomura et al., in prep.). 以上述べてきたように, 衝撃波による物質科学的影響は大きく, 今後のさらなる検討は有用である.

謝辞

本研究は JSPS 科研費 JP16H00927, JP26108503, JP16H04041, JP25610133, JP50449542, JP18K03689, および北海道大学低温科学研究所一般共同利用の助成を受けたものです.

参考文献

- Angelil, R., J. Diemand, K. K. Tanaka and H. Tanaka (2015) Homogeneous SPC/E water nucleation in large molecular dynamics simulations, *Journal of Chemical Physics*, **143**, 0640507.
- Dillmann, A. and G. E. A. Meier (1991) A refined droplet approach to the problem of homogeneous nucleation from the vapor phase, *Journal of Chemical Physics*, **94**, 3872–3884.
- Fabian, D., Jäger, C., Henning, Th., Dorschner, J. and Mutschke, H. (2000), *Astronomy and Astrophysics*, **364**, 282–292.
- Hood L. L. (1998) Thermal processing of chondrule precursors in planetesimal bow shocks. *Meteoritics & Planetary Science*, **33**, 97–107.
- Iida, A., T. Nakamoto and H. Susa (2001) A shock heating model for chondrule formation in a protoplanetary disk, *Icarus*, **153**, 430–450.
- Johnson, B. C., David A. Minton, H. J. Melosh and M. T. Zuber (2015) Impact jetting as the origin of chondrules, *Nature*, **517**, 339–341.
- Miura, H. and Nakamoto, T. (2005) A shock-wave heating model for chondrule formation II. Minimum size of chondrule precursors, *Icarus*, **175**, 289–304.
- Miura, H., T. Yamamoto, H. Nomura, T. Nakamoto, K. K. Tanaka, H. Tanaka and M. Nagasawa (2017) Comprehensive study of thermal desorption of grain-surface species by accretion shocks around protostars, *The Astrophysical Journal*, **839**, 47.
- Nagasawa, M., K. K. Tanaka, H. Tanaka, T. Nakamoto, H. Miura and T. Yamamoto (2014), Revisiting Jovian-resonance induced chondrule formation, *The Astrophysical Journal Letters*, **794**, L7.
- Nagasawa, M. K. K. Tanaka, H. Tanaka, H. Nomura, T. Nakamoto and H. Miura (2019) Shock-Generating Planetesimals Perturbed by a Giant Planet in a Gas Disk, *The Astrophysical Journal*, **871**, 110.
- Tanaka, K. K., T. Yamamoto, H. Tanaka, H. Miura, M. Nagasawa and T. Nakamoto (2013) Evaporation of icy planetesimals due to bow shocks, *The Astrophysical Journal*, **764**, 120.
- Tanaka, K. K., A. Kawano and H. Tanaka (2014) Molecular dynamics simulations of the nucleation of water: determining the sticking probability and formation energy of a cluster, *Journal of Chemical Physics*, **140**, 114302.
- Weidenschilling, S. J., Marzari, F. and Hood, L. L. (1998) The Origin of Chondrules at Jovian Resonances, *Science*, **279**, 681–683.

