

系外惑星「遠い世界の物語」その13 ～系外惑星大気中の鉱物雲～

大野 和正¹

2020年6月30日受領, 査読を経て2020年7月24日受理

(要旨) 系外惑星の大気組成は、惑星の形成・進化過程を探る重要な手がかりである。系外惑星大気はトランジット分光観測などによって近年盛んに調べられている。しかし、多くの系外惑星は厚い雲に覆われていると考えられており、それらの大気組成を類推するのは容易ではない。本稿では、系外惑星に存在が示唆される鉱物雲に関する基本的な背景を紹介した後、筆者らの近年の研究から明らかとなった鉱物雲の鉛直構造や大気観測への影響に関する知見を紹介する。また、雲微物理モデルを応用することで「曇った系外惑星の大気組成に対してどのような示唆が得られうるか?」「得られた大気組成は過去の惑星形成過程にどのような示唆を与えうるか?」といった問いにも答える。

1. はじめに

今日までに4100個を超える太陽系外惑星が発見され(2020年6月時点, NASA Exoplanet Archiveを参照), 系外惑星の発見は2019年のノーベル物理学賞にも選ばれた。太陽系外には中心星近傍を公転する灼熱の巨大ガス惑星(ホットジュピター), 大きく歪んだ楕円軌道を持つ惑星(エキセントリック・プラネット), 地球と海王星の中間サイズを持つ惑星(スーパーアース¹)といった、太陽系には存在しない多種多様な惑星が存在することが知られている。近年ではケプラー宇宙望遠鏡などによる系外惑星探査により、およそ2つに1つの太陽型星が系外惑星を保持すること、スーパーアースの出現頻度が巨大ガス惑星より桁で高いことといった統計的な情報も明らかとなってきている[1]。「多種多様な系外惑星系はどのような物理・化学プロセスによって生まれてきたのか?」これに答えることは、今日の惑星科

学および天文学における大目標の1つであると言っても過言ではないだろう。

系外惑星の大気組成は惑星の起源を探る有力な手がかりの1つである。惑星大気は、惑星形成の舞台となる原始惑星系円盤中のガスの捕獲や惑星材料物質の蒸発・脱ガス等によって形成されると考えられており、大気組成は過去の形成過程を反映していると期待される。例えば円盤ガス由来の大気は水素に富むことが、一方で脱ガス大気は水蒸気や二酸化炭素といった重元素に富むことが期待される。また、原始惑星系円盤は場所によって化学組成が異なることを利用し、大気組成から惑星の形成場所を推定する試みもなされている。

系外惑星の大気は地上・宇宙望遠鏡の双方から盛んに調べられている。観測的に系外惑星の大気を探る上で、近年問題となっているのが系外惑星大

¹ここでのスーパーアースの定義付けは実は古典的なものである。近年では地球と海王星の中間サイズの惑星のうち、約1.5地球半径より小さい惑星をスーパーアース、それより大きい惑星をミニネプチューンと呼ぶ風習が広まっている。本稿では便宜上、両分類をまとめてスーパーアースと呼称する。

気中存在する雲である。雲とは大気中に存在する固体(または液体)の微粒子群(エアロゾル)の総称であり、本稿では特に蒸気の冷却凝縮から形成される凝縮雲を雲と呼ぶ。水星以外の太陽系の惑星には例外なく雲が存在し、我々の地球には水の雲、金星には硫酸の雲、火星にはドライアイス(CO₂)の雲、木星や土星にはアンモニアなどの雲、天王星や海王星にはメタンなどの雲といったように、惑星の温度に応じて多種多様な雲が存在する。本稿では系外惑星の大気観測と絡めて、系外惑星における雲形成過程について筆者らの近年の研究成果も交えて紹介していく。なお、凝縮雲以外の大気エアロゾルとして、大気中の炭化水素などの光化学反応で形成される有機物ヘイズも近年注目を集めている。系外惑星におけるヘイズ形成と大気観測への影響については川島氏による遊星人記事[2]などを参照されたい。

2. 系外惑星の大気観測と雲の問題

2.1 系外惑星のトランジット分光観測

系外惑星大気の観測手法はいくつかあるが、今日までに最も広く行われているのはトランジット分光観測である。トランジット分光観測とは、系外惑星大気の不透明度が観測する光の波長に応じて異なると

いう性質を利用した観測手法である。図1の概略図を用いて具体的に紹介しよう。系外惑星が中心星の前を横切ると、中心星の一部が隠されることで減光が起きる。減光の一部は惑星大気中存在する分子や原子が中心星の光を吸収・散乱することで起きる。分子や原子には特定の波長で光を強く吸収する性質があるため、減光率(トランジット深さと呼ばれる)は観測波長によって異なる。分子・原子の種類毎にどの波長の光を吸収するか異なるため、減光率の波長依存性(大気透過光スペクトルとも呼ばれる)を調べることで大気組成を類推することができる。これまで約40天体ほどの系外惑星に対してトランジット分光観測は行われており、H₂O、Na、K、Heといった様々な分子・原子の発見に成功している[3]。トランジット分光観測については福井氏と成田氏や川島氏による遊星人記事[2,4]も参照されたい。

トランジット分光観測は複数の天体に対して行われているが、その中で大気分子の吸収が非常に弱い系外惑星というものが多数報告されている。このような観測スペクトルは波長依存性が弱いことから、無特徴(featureless)、あるいは平坦(flat)スペクトルなどと呼ばれている。平坦スペクトルの起源にはいくつかの可能性があるが、その中でも広く受け入れられているのが「系外惑星の大気上層に雲が存在し、大気透過光を遮っている」という説である。雲に

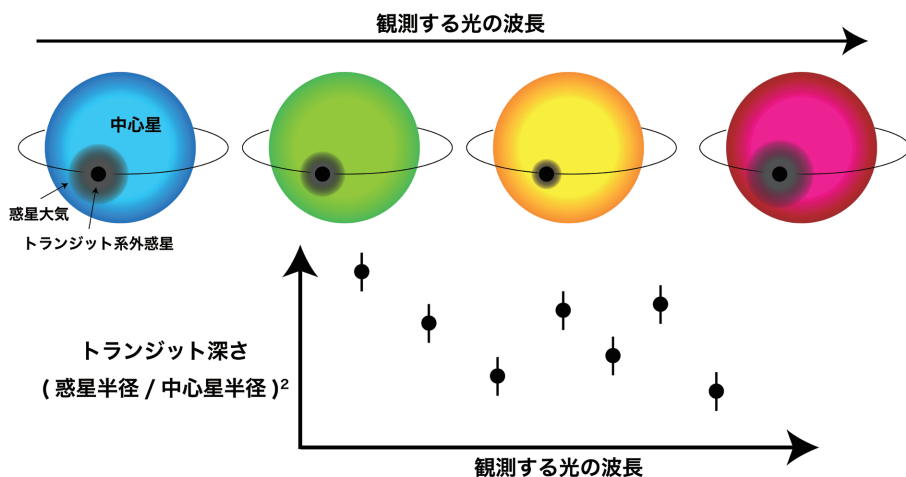


図1: トランジット分光観測の原理の概略図。系外惑星が中心星の前を横切った時の減光率(トランジット深さ)は惑星と中心星の半径比の2乗に比例する。トランジット深さは観測波長によって異なり、これは大気の不透明度の波長依存性に起因している。トランジット減光率の波長依存性を調べることで大気組成を類推できる。

よって大気吸収が弱められているという説はトランジット分光観測が行われ始めた2000年代初頭から示唆されており、近年のハッブル宇宙望遠鏡による高精度観測によって確信的なものとなった[5]。観測スペクトルの平坦度合いから、系外惑星の雲はかなり上空に雲頂²が存在することが示唆されている。例えばスーパーアースGJ436bやGJ3470bでは $\sim 10^{-3}$ 気圧³、スーパーアースGJ1214bでは $\sim 10^{-5}$ 気圧より上空に雲頂が存在することが示唆されている[5-7]。平坦スペクトルは程度の差はあれど、スーパーアースからホットジュピターまで様々な系外惑星で報告されている。

系外惑星における雲の存在は平坦スペクトル以外からも観測的に示唆されている。例えば大気透過光スペクトルの可視波長域には、トランジット深さが短波長に向かうほど連続的に増加するスロープ構造が頻繁に観測されており、レイリー散乱を引き起こす微小なエアロゾルの存在が示唆されている[8]。系外惑星の1軌道周期の間の光度変化(位相光度変化)は大気の水平構造を探る有力な手段であるが、いくつかの惑星の光度曲線は雲による反射光を反映していると考えられている[9]。これらの観測も雲の存在を示唆するものだが、雲以外の解釈も可能である点には注意が必要である。これらのトピックに関しては筆者の論文[10,11]などを参照されたい。

2.2 系外惑星における鉱物雲

冒頭で紹介したように、惑星大気には温度に応じて多種多様な雲が形成されうる。大気観測が行われる系外惑星の多くは中心星近傍の灼熱環境にあり、鉱物の雲という風変わりなものが大気中に存在すると考えられている。具体的な鉱物雲の成分は温度に応じて多岐に渡る。例えば温度500—1000Kの惑星ではKClやNa₂Sなどのアルカリ金属の雲が、1000—1500Kの惑星ではMgSiO₃などのケイ酸塩の雲が、2000Kを超えるような超高温惑星においてもコランダム(Al₂O₃)など高温凝縮物の雲が存在し

うる[12]。系外惑星以外でも、中心星近傍の系外惑星と温度帯に近い褐色矮星に対して、色指数や光度の時間変動性などから鉱物雲の存在が示唆されている。

中心星近傍の系外惑星は潮汐固定状態⁴にあると考えられている。このような惑星では、昼-夜面の日射差が激しい大気循環を駆動しており、大気上層での鉱物雲形成を促進していると考えられる。激しい大気循環の存在は、大気大循環モデルを用いた理論研究[13]に加えて、惑星の位相光度変化や分子の吸収線のドップラーシフトなどの観測からも示唆されている[14,15]。激しい大気循環は大気上層への雲の輸送を引き起こしうる。大気循環計算にPassive tracerを導入した研究によると、雲を構成する微粒子(雲粒)が十分に小さければ $\sim 10^{-3}$ – 10^{-5} 気圧のような大気上層まで雲は輸送される[16,17]。このように、中心星近傍という特異な環境は、大気中に分厚い鉱物雲を形成するのに適した環境であると見ることもできる。

2.3 系外惑星における鉱物雲モデリング

系外惑星の大気観測を解釈する上で、雲の取り扱いには様々な手法がある。ここではそれらのうちの代表的なものを紹介する。最も単純な手法は、雲が特定の高度より下層の透過光を波長に依存せず遮断すると仮定する、雲を“地面”として扱うものである[18]。一見粗雑に見える手法であるが、実装が容易かつ雲粒が観測波長より大きい場合には良い近似となるため、観測を解釈する上で現在も幅広く利用されている。この手法は雲頂高度を推定する上で有用であるが、一方で仮定した雲頂がどのような条件下(大気組成など)で生成されるか、また物理的に尤もらしいかに関しては分からないという短所がある。

雲の鉛直構造や光学特性を左右する重要な要素として、雲粒のサイズがあげられる。例えば、微小な雲粒は重力落下の速度が小さく、大気上層まで広がった雲を形成する傾向がある。また、観測波長より小さい雲粒はレイリー散乱を引き起こし、観測スペクトルの形状に影響を与える。これらの性質を捉えるため、雲粒のサイズに何らかの仮定をおくモデルがしばしば利用されている。例えば、Ackerman氏とMarley氏によるモデル[19]は、雲粒の落下速度

²雲が観測者に対して光学的に厚くなる高度をここでは指す。

³静水圧平衡大気を仮定して、圧力座標で高度を表現するのが慣習となっている。この方法であれば高度を定量化する際に地面を定義する必要がない。低大気圧ほど大気上層に対応する。

⁴惑星の自転と公転の周期が同期していることを指す。つまり、地球と月の関係のように、惑星が常に同じ半球面を中心星に向けていることになる。

と大気のパラ平均鉛直速度の比が一定になると仮定して雲の鉛直構造を推定する手法をとっており、複数の系外惑星に適用されている。別のアプローチとして、雲粒のサイズを一定と仮定して重力落下と鉛直混合の釣り合いから鉛直構造を推定する手法もあり、大気循環計算におけるPassive tracerのパラ平均鉛直分布をよく再現することが知られている[16,17]。これらの手法は簡便さを保ちつつ、ある程度の物理的根拠に基づいて雲構造を推定できる長所がある。一方で、仮定した雲粒サイズが現実的かどうか分からないという短所が存在する。

近年注目を集めているのが、雲微物理モデルと呼ばれる雲粒の生成・輸送・成長を自己無撞着に計算する手法である。地球における雲形成は、水蒸気が大気エアロゾルを核として雲粒を生成し、凝縮および衝突併合で成長した雲粒が雨として地表に落下するという一連の過程を含む。雲微物理モデルは、これら雲の一生を可能な限り厳密に取り扱おうというものである。雲微物理モデルの系外惑星への応用はHelling氏らが先駆的に行い[20]、近年では筆者らを含む複数のグループが精力的に取り組んでいる[21-23]。雲微物理モデルは雲粒サイズを仮定する必要がなく、雲の構造を半ば“予言”することも原理的には可能である。しかし、雲の構造を決める様々な物理量(雲粒の種となる凝結核の存在量や大気組成など)が系外惑星において未知なことに加えて、理論そのもの(例えば核形成率など)にも多くの不定性が内包される点には注意が必要である。次章からは、筆者らの雲微物理モデルを用いた研究[21,24]から得られた鉱物雲形成に関する知見を紹介していく。

3. 鉱物雲の形成過程と大気観測への影響

系外惑星における鉱物雲形成過程を調べるにあたって、筆者らはモーメント法に基づいた微物理モデルを用いた。モーメント法とは雲粒サイズ分布のモーメント⁵の時間進化を計算する手法であり、地球の雲形成のモデリングにも用いられている[25]。筆者らの過去の研究においても、地球や木星の雲の鉛直質量分布や平均サイズをモーメント法でよく再現できることが実際に確認された[26]。

以下では、スーパーアースGJ1214bに存在が示唆されているKCl雲を1つの例として、雲の鉛直構造やトランジット分光観測への影響を見ていく。KClはGJ1214bの温度帯で最も存在量が高い凝縮可能な鉱物である。KCl蒸気の凝縮、衝突合体による成長、重力落下による沈降、大気循環による鉛直輸送を考慮し、雲粒の数密度、質量密度、KCl蒸気密度の1次元移流拡散方程式を解くことで雲のパラ平均鉛直分布を求めた。大気循環による雲粒の輸送は、GJ1214bに対する大気循環計算[17]から得られた渦拡散係数を用いて拡散項として近似した。

雲微物理モデルを用いる目的の1つは、系外惑星大気中で雲粒がどのようなサイズを持つのかを理解することである。雲粒サイズに制約を与えることができれば、雲の鉛直方向の広がりや観測スペクトルを解釈する際の助けとなる。形成されうる雲の構造を網羅するため、筆者らは雲底における凝結核の存在量と大気の高元素存在量を様々な値に変えて計算を行った。ここで高元素とは水素・ヘリウム以外の元素を指す。系外惑星大気の理論モデリングにおける共通の問題として詳細な大気組成が分からないという点があげられる。多くの研究では、太陽組成をベースに高元素の存在量を増減させたものをモデル内で仮定しており、本稿でもこの慣習に従う。参考までに太陽系の巨大惑星の大気高元素量は、木星で太陽組成の~4倍、土星で~9倍、天王星と海王星で~80倍とCの存在量から推定されている[27]。

3.1 鉱物雲の鉛直構造

図2に様々な凝結核数密度(N_{CCN})、大気高元素量における雲粒の平均サイズと雲質量密度の鉛直分布を示した。鉱物雲の鉛直構造は、雲底付近での雲粒成長過程で基本的に決まる。雲粒サイズは雲底付近で急激に増加する(図2左列)。これはKCl蒸気の凝縮および雲粒の衝突合体による成長に起因している。凝縮蒸気の密度および雲質量密度はいずれも雲底付近が最も高く、雲粒成長は雲底付近で最も効率的になる。一方、大気上層では蒸気密度および雲

⁵1次のモーメントは $M_1 \equiv \int_0^\infty m f(m) dm$ と定義される。ここで m は粒子質量、 $f(m)dm$ は m と $m+dm$ の間の質量を持つ粒子の数密度である。0次のモーメントは総粒子数密度、1次のモーメントは総質量密度に対応する。

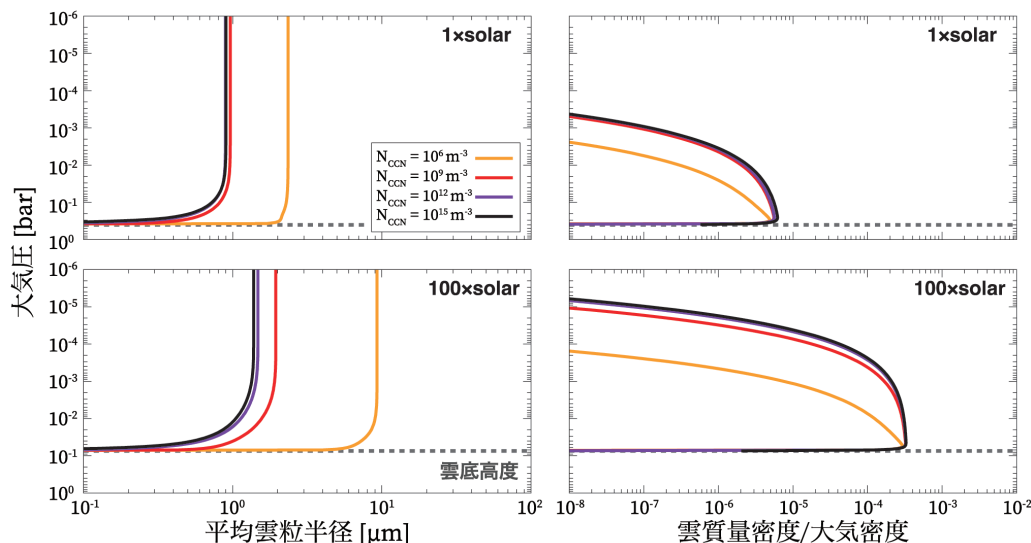


図2: KCl雲の鉛直構造. 各図の縦軸は大気圧で、低圧ほど上空に対応する。左列は雲粒の平均サイズを、右列は雲の質量密度を大気密度で割ったもの(質量混合率)の鉛直分布を示している。上段は太陽組成大気、下段は重元素の存在量が太陽組成の100倍の場合の計算結果である。線の色の違いは雲底における凝結核数密度(NCCN)の違いに対応し、灰色点線は雲底高度(KCl蒸気の分圧が飽和蒸気圧を超える高度)を示している。Ohno & Okuzumi (2018) [21]の図3を改変。

粒数密度が低く、粒子成長が非効率なため、雲粒サイズはほぼ一定となる⁶。Gao氏による雲粒が均質核形成で蒸気から直接形成されることを仮定した計算においても同様の傾向が見られている[22,28]⁷。

雲の鉛直方向の広がり、雲質量混合率(質量密度と大気密度の比)の鉛直分布から読み取れる(図2右列)。基本的に、雲の鉛直質量分布は雲粒の重力落下と渦拡散の釣り合いから決まっている。大気深層では雲粒の落下速度が遅く⁸、鉛直分布は渦拡散で主に決まるため、雲質量混合率は鉛直方向にほぼ一定となる。一方、大気上層では大気密度が低い

め雲粒の落下速度が大きくなり、上層に向かうほど質量混合率が低くなる(つまり雲が薄くなる)。雲がこれ以上上層に到達できなくなる高度は、雲粒の終端速度が渦拡散の速度スケールを上回る高度におおよそ対応し、雲粒サイズが小さいほど上空まで到達可能となる。

雲粒がどの程度のサイズまで成長するかは、雲の凝結核の存在量や大気組成などに依存する。例えば、凝結核が大量に存在するほど上層の雲粒サイズは小さくなる傾向がある。これは凝結核が多いほど核一個あたりに分配される凝縮蒸気の量が少なくなることによる。一方、雲粒サイズは大気重元素量が高いほど大きくなる傾向がある。これは、雲の総質量(凝縮蒸気の存在量)が大気重元素量と共に高くなり、より効率的に粒子成長が起きるためである。また、大気重元素量には雲の質量混合率を底上げする効果もある。

系外惑星大気における凝結核量は未知のため、それに由来する雲粒サイズや鉛直質量分布の不定性は存在する。しかし、凝結核量が未知でも雲粒平均サイズの下限值を見積もることは可能である。図3に雲底付近での成長を終えた後の雲粒サイズを凝結核数密度の関数として図示した。先述した通り、雲

⁶実際には、雲粒の重力落下が渦拡散による輸送より早くなるような大気上層では、平均サイズは上層ほど小さくなる[22]。これはサイズの小さい雲粒ほど終端速度が小さく、サイズ分布の小サイズ側に属する雲粒が選択的に上層に巻き上げられることに起因する。図2の計算ではデルタ関数的なサイズ分布を仮定しており、このサイズ分布が有限の幅を持つことに由来する傾向は現れない。

⁷均質核形成を仮定すると、大気上層においても飽和蒸気から雲粒が新たに形成される。上層は蒸気量が低く、その場形成される雲粒の総量は低いが、渦拡散による雲底からの雲粒輸送が非効率な場合には重要となりうる。

⁸鉱物雲の大半の領域で雲粒は大気の平均自由行程より小さいため、雲粒へのガスの抵抗則はエプスタイン則が適用される。この場合、雲粒の終端速度は雲粒の半径と密度に比例、大気圧(もしくは大気密度)に反比例する。

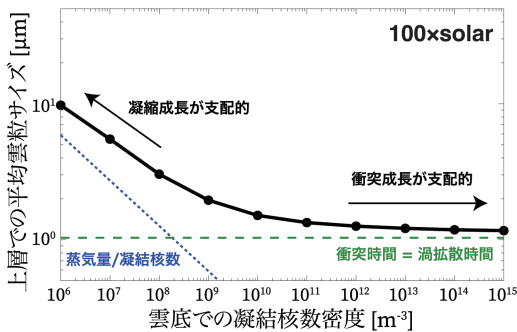


図3: 上層における雲粒平均サイズ。横軸は凝結核数密度である。太陽組成の100倍の大気重元素量を仮定。青点線は凝縮蒸気を凝結核に等分配したとして見積もられるサイズ、緑破線は衝突成長の時間スケールと渦拡散の時間スケールが等しくなるサイズを示している。Ohno & Okuzumi (2018) [21]の図5を改変。

粒サイズは凝結核数の増加と共に小さくなるが、十分大きな凝結核数のときにあるサイズに漸近していることが見て取れる。これは数密度が高くなるほど衝突成長が効率的になることに起因しており、雲底における衝突成長タイムスケールと渦拡散タイムスケールの釣り合いから、以下のように平均サイズの下限值(図3の緑波線)を見積もることができる(詳細は[21]を参照)。

$$r \sim 1 \mu\text{m} \left(\frac{H}{100 \text{ km}} \right)^{5/8} \left(\frac{K_z}{10^3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}} \right)^{-1/4} \left(\frac{q}{10^{-5}} \right)^{1/4}$$

ここでHは大気のスケーラハイト、 K_z は渦拡散係数、 q は雲の質量混合率である。雲粒の組成をKClとし、重力加速度 10 m s^{-2} を仮定したが、これらへの依存性は弱い。典型的なパラメーターのもとでは、雲粒は少なくともミクロンサイズ程度までは成長することをこの結果は示唆している。大量の凝結核に凝縮蒸気を分配することで雲粒サイズを小さくしても、その後の衝突合体である程度のサイズまでは成長してしまうわけである。

3.2 雲粒の空隙率進化

ここまでの議論や過去の先行研究において、鉱物雲を構成する雲粒は密に詰まった完全球であることが暗に仮定されている。しかし、鉱物雲を構成する固体雲粒に対しては必ずしも妥当な仮定ではない。例えば固体微粒子が衝突合体で成長すると、密に

詰まった完全球でなく大量の微粒子が寄り集まった集合体(アグリゲイト、図4の左上パネル中の絵も参照)となる。実際、地球大気に存在する雪片や煤などの固体微粒子はアグリゲイトであることが多い。アグリゲイトは内部に大量の空隙を持ち、その空気力学的および光学的性質は完全球と定性的に異なる。しかし、系外惑星の雲構造や観測スペクトルにどのような影響を与えるのかはこれまで明らかでなかった。

そこで筆者らは、原始惑星系円盤内の固体微粒子の密度進化モデル[29,30]を雲微物理モデルに適用することで、“鉱物の雪雲”がどのように系外惑星大気中に形成し、大気観測に影響を与えるのかについて調べた[24]。モノマー(アグリゲイトを構成する一個一個の微粒子)は雲底付近で凝結核に蒸気が凝縮することで形成したと仮定し、その後の雲粒アグリゲイトの衝突成長および空隙率進化を計算した。計算においては凝結核数密度でなく、モノマー半径をパラメーターとして変化させた。これは凝結核に凝縮蒸気が分配されてモノマーが形成されるとすると、モノマー半径と凝結核数は1対1で対応するためである⁹。この計算の設定においては、高い(低い)凝結核数密度は小さい(大きい)モノマーサイズに対応する。

図4に雲粒の空隙率進化を考慮した場合の雲鉛直構造を示す。まず平均サイズに着目すると、雲粒アグリゲイトは完全球に比べてより大きなサイズまで成長する(図4左上)。これは同じ質量の粒子でも低密度の粒子の方が大きいサイズを持つことに起因する。雲粒の密度は成長に伴って減少し、大気上層の比較的大きな雲粒アグリゲイトは物質密度より桁で低い粒子密度を持つ(図4右上)。ちなみに地球の雪も大粒子ほど低い密度を持つ傾向があり、定性的には整合的である。低密度な雲粒は落下速度も遅いため、完全球の場合に比べてより大気の上層まで到達する(図4中上)。このように、雲粒の空隙率進化は巨大な粒子で構成された鉛直方向に分厚い鉱物雲を

⁹ 具体的には、モノマー質量は雲底における蒸気量を凝結核数で割った値とした。言い換えると、モノマーサイズが図3の青点線に対応している。したがって、大きなモノマーサイズは少ない凝結核数、小さいモノマーサイズは凝結核数が多い状況に対応する。この手法は凝結核の質量を無視しているが、凝結核の質量混合率が凝縮蒸気の質量混合率より十分低ければ妥当な近似となる。

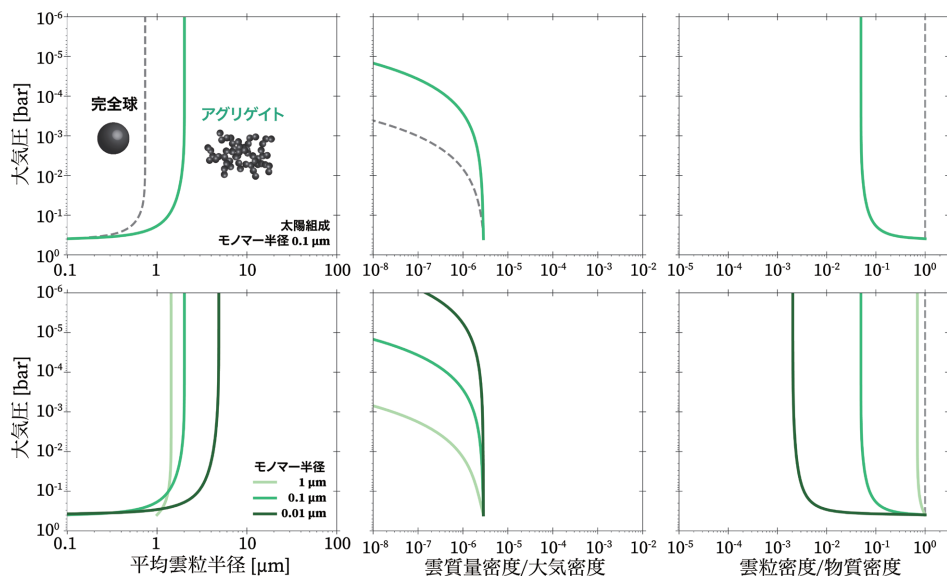


図4: 空隙率進化を考慮した場合の雲鉛直構造。左列は雲粒平均サイズ, 中列は雲質量混合率, 右列は雲粒密度の鉛直分布を示している。上段ではモノマー半径 $0.1\ \mu\text{m}$ を仮定し, 完全球(灰色線)とアグリゲイト雲(緑線)の鉛直分布を比較した。下段ではモノマー半径 0.01 (深緑線), 0.1 (緑線), $1\ \mu\text{m}$ (薄緑線)におけるアグリゲイト雲の鉛直分布を示した。どちらの図でも太陽組成大気を仮定している。Ohno et al. (2020) [24]の図3を改変。

形成するよう働く。

次に、雲構造がモノマーサイズにどのように依存するかを見ていく。雲粒の平均サイズはモノマーが小さいほど大きくなる(図4左下)。直感的ではないかもしれないが、これはモノマーサイズが小さいほど雲粒の密度が低くなるという傾向に起因している(図4右下)。雲粒密度はモノマーが小さいほど低くなるため、雲粒アグリゲイトはモノマーが小さいほどより上層まで到達できるようになる(図4中下)。ちなみに、モノマーサイズが大きい場合には雲粒密度が殆ど低下せず、完全球を仮定した場合とほぼ同じ鉛直構造となる。これは、モノマーサイズが大きい場合には衝突成長が非効率であることに起因している。

3.3 トランジット分光観測への影響

ここでは鉱物雲がトランジット分光観測にどのような影響を与えるのかを見ていく。大気の不透明度(単位質量あたりの減光断面積)の計算においては鉱物雲の吸収・散乱に加えて、大気分子(H_2 , H_2O , CH_4 , CO , CO_2 , NH_3 , H_2S , PH_3)による吸収・レイリー散乱の寄与も考慮した。大気分子の存在量は熱化学平衡計算から推定し、HITRAN2016の吸

収線リストを用いて分子の吸収断面積を計算した。雲粒の光学特性は、完全球の場合はミー理論、アグリゲイトの場合は修正平均場理論[31]から計算した。KCl雲粒の複素屈折率は参考文献[32]が収集したものをを用いた。なお、現行のトランジット分光観測がよく行われる可視・近赤外波長域ではKCl雲粒の単一散乱アルベドが非常に高く、KCl雲粒の減光断面積は散乱断面積とほぼ等しい。

図5に幾つかの理論大気透過光スペクトルを示した。雲なし大気の場合は、主に H_2O や CH_4 の吸収に起因するトランジット深さの特徴的な波長依存性(フィーチャーと呼ばれる)が現れている。 $\sim 0.5\ \mu\text{m}$ より短波長では連続的にトランジット深さが増加しているが、これは大気中の H_2 などによるレイリー散乱に起因する。

鉱物雲は現在観測が広く行われている可視・近赤外波長域のスペクトルに大きな影響を与える。雲が存在する場合、ある高度より下層の透過光は雲に遮られ、大気分子のフィーチャーは著しく弱められる(図5上)。どれだけフィーチャーが弱められるかは雲の鉛直構造に依存する。完全球の場合、モノマー半径が小さい(つまり凝結核数が多い)ほど雲が上

層まで到達するため、大気分子のフィーチャーが弱められる。しかし、3.1節で紹介したように雲粒サイズには下限値があり、ある高度より上空に雲は到達できない。そのため、フィーチャーは完全に消えることはなく、雲頂より上空に存在する大気分子由来の

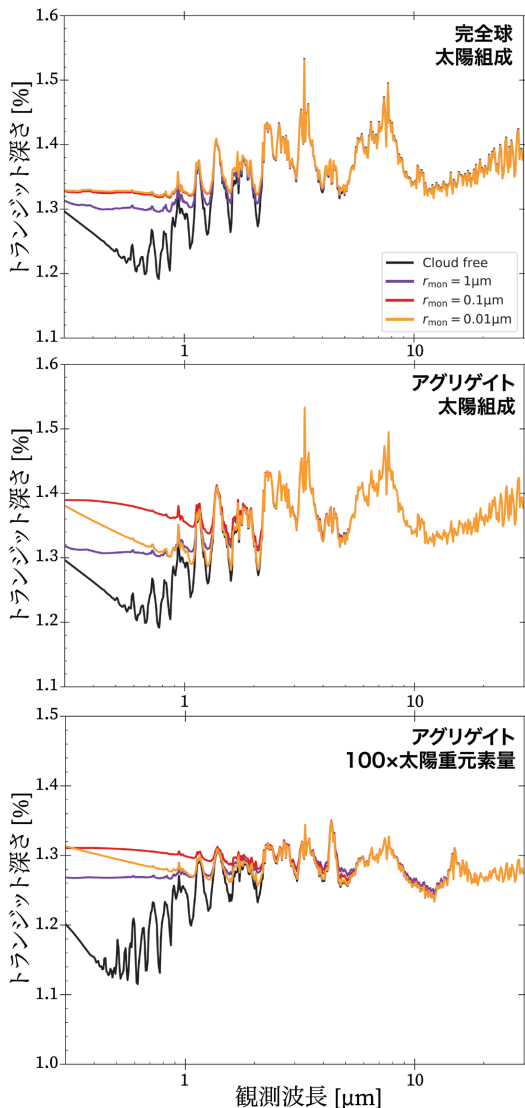


図5: 理論大気透過光スペクトル。縦軸はトランジット深さ、横軸は観測波長である。上図は完全球、中図と下図ではアグリゲイト雲粒を仮定。上図と中図では太陽組成、下図では重元素量が太陽組成の100倍の大気組成を仮定している。線の色の違いは雲粒アグリゲイトを構成するモノマー半径の違いに対応する。雲なし大気のスเปクトルは黒線で示した。Ohno et al. (2020) [24]の図6, 7を改変。

フィーチャーは残り続ける。言い換えれば、雲によってフィーチャーを隠す効果には限度がある。

アグリゲイト雲は完全球の場合と異なる形状の大気透過光スペクトルを生成する(図5中)。完全球の場合に比べてアグリゲイト雲はより上層に到達可能なため、大気分子のフィーチャーをより効率的に弱める。興味深い特徴として、波長に依存しない平坦なスペクトルを生成する完全球とは異なり、アグリゲイト雲は短波長ほどトランジット深さが増加する緩いスロープ状のスペクトルを生成する。これはアグリゲイトの光学的性質に起因している。密に詰まった完全球の場合、粒子のサイズより短い波長域においては不透明度は波長に依存しないため、平坦なスペクトルを生成する。一方、アグリゲイトは粒子サイズより小さい波長域においても波長に依存する不透明度を持つため¹⁰、緩やかなスロープ状のスペクトルを生成する。したがって、観測スペクトル内のスロープ状の構造は、雲粒アグリゲイトの存在を観測的に実証する手がかりとなりうる¹¹。

アグリゲイト雲はモノマーがサブミクロンサイズの時に最も効率よく可視・近赤外波長域のフィーチャーを弱める(図5中)。理由は次の通りである。モノマーが大きい場合、雲粒アグリゲイトは落下速度が大きく大気上層に到達できないため、フィーチャーを隠す効果が弱い。モノマーが小さい場合、雲粒アグリゲイトは大気上層まで到達できるが、一方でアグリゲイトの散乱不透明度はモノマーが小さいほど小さくなる。そのため、モノマーが非常に小さい場合、散乱不透明度が減少する効果によってフィーチャーを隠す効果が弱まる。これらの効果により、大気上層まで到達できるアグリゲイト雲の場合でも、フィーチャーを隠す効果には上限が存在する。

観測スペクトルの形状は大気組成にも依存する。

¹⁰実際にはアグリゲイトのフラクタル次元などにも依存しており、ある程度コンパクト(フラクタル次元が2より大きい)なアグリゲイトは波長に依存しない不透明度を持ちうる。今回の計算では、殆どの場合で雲粒アグリゲイトはフラクタル次元2(質量が面積に比例)を持っており、モノマーサイズより長い波長域ではアグリゲイトの不透明度は常に波長に依存する。

¹¹ただし、これは雲粒を構成する物質の光学特性にも依る点は留意しておきたい。例えば、雲粒の単一散乱アルベドが低い(吸収が散乱より卓越する)場合、フラクタル次元2以下のアグリゲイトとモノマーの不透明度はほぼ同じになり、原理的には区別することができない。

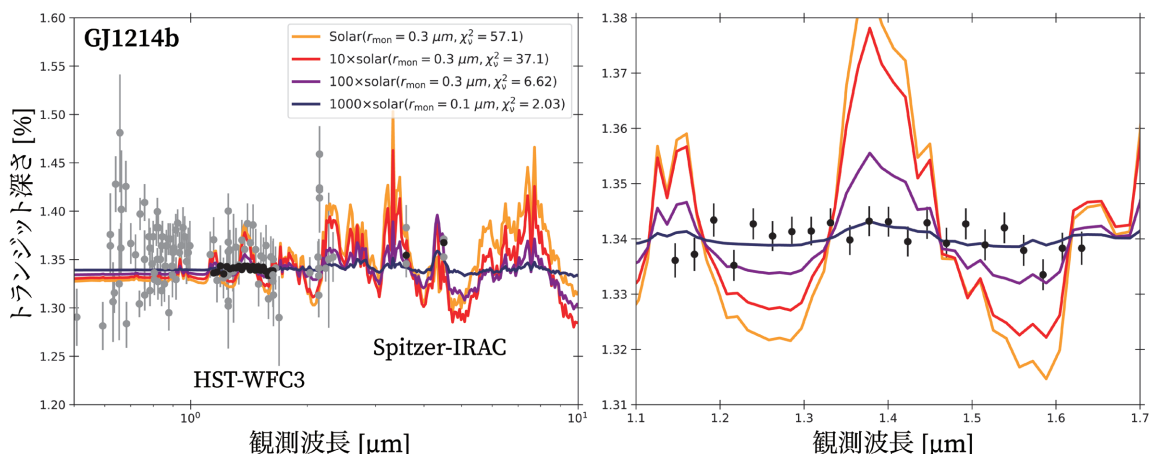


図6: スーパーアースGJ1214bの大気透過光スペクトル。先行研究で得られている各波長のトランジット深さをエラーバー(1 σ)付きの点で示した。左図は可視--赤外波長域全体の観測点を、右図はハッブル宇宙望遠鏡の広視野カメラ3(HST-WFC3)の観測点を拡大して示した。各色線は異なる重元素量の大気毎に雲粒のモノマー半径(凝結核数密度)を変えて得られるベストフィット理論スペクトルを示している。黒点はHST-WFC3およびスピッツァー宇宙望遠鏡の赤外線カメラ(Spitzer-IRAC)による最新の観測点[5,34]を示しており、これらの観測点とのカイ二乗を自由度で割った値は57.1(太陽重元素量), 37.1(10倍重元素量), 6.61(100倍), 2.03(1000倍)である。Ohno et al. (2020) [24]の図8を改変。

例えば大気の高重元素量が高い場合、全体的にフィーチャーが弱まったスペクトルが生成される(図5下)。これは重元素が多いほど大気のアverage分子量が増加し、大気のスケールハイトが小さくなることに起因している。また、重元素に富んだ大気ではより密度の高い鉱物雲が形成されうするため、雲によってフィーチャーを弱める効果が強まる傾向もある。したがって、大気の高重元素量が高いほどより平坦に近いスペクトルが生成される傾向がある。

4. スーパーアースGJ1214bへの応用

ここで、雲モデルを実在のスーパーアースに適用することで、大気組成や過去の形成過程にどのような示唆が得られうるかを紹介しよう。これまでに約10天体ほどのスーパーアースに対してトランジット分光観測が行われており、大半のスーパーアースに対して雲の存在が示唆されている。そのため、スーパーアースの大気観測を解釈する上で、雲の影響を適切に考慮することは重要である。スーパーアースの形成論と大気に関しては荻原氏と堀氏による天文月報記事[33]も参照されたい。

本稿では特に曇ったスーパーアースとして知られるGJ1214bに着目する。GJ1214bはM型星周りを

公転する ~ 6.5 地球質量、 ~ 2.7 地球半径の惑星である。トランジット分光観測が最も盛んに行われてきたスーパーアースの1つであるが、顕著な波長依存性が見られない平坦なスペクトルを示すことで知られている。Kreidberg氏らはハッブル宇宙望遠鏡による近赤外観測から、観測されている平坦なスペクトルを説明するには少なくとも $0.1\text{--}0.01$ mbarより下層の大気は雲に隠されている必要があることを示唆した[5]。一方で、GJ1214bがどのような組成の大気を保持しているかは未だに明らかではない。

4.1 大気組成への示唆

GJ1214bのような曇った惑星に対しても、雲モデルによって雲の鉛直構造を制約することで、大気組成を類推することが可能となる。図6にGJ1214bの大気透過光スペクトルと理論スペクトルを示した。太陽組成のような重元素に比較的欠乏した大気の場合、GJ1214bの平坦なスペクトルを説明できるほど分厚い雲を形成することができない。その結果、重元素量が太陽組成の100倍以下のモデルでは観測に比べて理論スペクトルの波長依存性が強くなりすぎてしまう(これは特にHST-WFC3の観測との比較で顕著である)。一方、大気の高重元素量が太陽組成の100倍以上と非常に高ければ、十分に分厚い雲

を生成することで、観測されている平坦なスペクトルを説明可能となる。したがって、GJ1214bの平坦なスペクトルは分厚い雲の形成に適した重元素大気存在を示唆している可能性がある。

可視・近赤外域のフィーチャーは雲によって隠されてしまうが、一方で長波長域では雲が光学的に薄くなることで大気分子のフィーチャーが見えるようになる。特に顕著なのは $\sim 4.3\ \mu\text{m}$ に現れる CO_2 のフィーチャーである。 CO_2 の存在量は大気の高重元素量と共に増加するため、重元素大気存在を観測的に検証する情報の一つとなりうる。Spitzer-IRACの観測[34]もこの波長域でトランジット深さの増加を示しており、 CO_2 の存在と矛盾しない。 CO_2 のフィーチャーは高重元素量モデルの場合でも $\sim 200\ \text{ppm}$ ほどの振幅があり、観測精度 $\sim 20\ \text{ppm}$ が予想されている次世代宇宙望遠鏡のジェイムズ・ウェッブ宇宙望遠鏡(JWST)によって検出できることが期待される。

4.2 惑星形成過程への示唆

GJ1214bが高重元素量大気を保持している場合、過去の形成過程にどのような示唆が与えられるかを紹介しよう。スーパーアース質量の惑星は、原始大気中で微惑星や小石が蒸発・乖離することで、大気の高重元素量が太陽組成の数百倍にまで増加しうることが理論的に示唆されている[35]。高重元素量大気存在はこの理論予測と整合的である。一方で疑問となるのが、何故GJ1214bはガス惑星にならなかったのかである。原始惑星はある臨界質量(古典的には ~ 10 地球質量)を超えると、円盤ガスを暴走的に捕獲することでガス惑星になることが示唆されている。この臨界質量は大気が重元素に富むほど小さくなる。堀氏と生駒氏による大気構造計算[36]によれば、高重元素量大気を持つ惑星の臨界質量は地球質量程度となり、GJ1214bの質量を下回りうる。

GJ1214bがガス惑星でなくスーパーアースであるという事実は、過去の形成時に暴走ガス降着を抑制する何らかの機構が働いていた可能性を示唆する。例えば、円盤ガスが散逸する直前に惑星が形成したことで、十分な量の円盤ガスを獲得できなかったのかもしれない[37]。あるいは、萩原氏と堀氏が提案するように、円盤ガスの降着が円盤表層で主に発生し、

円盤赤道面に存在する惑星には十分な量のガスが供給されなかった可能性もある[33,38]。ガス降着を抑制するのとは別の可能性として、ガス円盤散逸後のデブリ円盤に残留するガスが降着することで、重元素に富んだ大気形成されたという可能性も示唆されている[39]。系外惑星系の起源に迫るために、大気観測とのシナジーも視野に入れた惑星形成理論を構築することが今後重要となるであろう。

5. まとめと今後の展望

本稿では、系外惑星大気における鉱物雲形成過程と大気観測への影響に関して、筆者らの研究から得られた知見を中心にまとめた。雲の全体の構造は、雲底付近での微物理過程に支配され、凝結核が多く、大気の高重元素量が高いほど分厚い鉱物雲が形成される傾向がある。大気透過光スペクトル観測において、雲は大気のフィーチャーは著しく弱めるが、雲がフィーチャーを隠す度合いには上限がある。従来無視されてきた雲粒の空隙率進化は、雲の鉛直構造や観測スペクトルに大きな影響を与えうするため、今後の観測を解釈する際に可能性の一つとして検討していく必要があるだろう。モデル計算と観測の比較から、曇ったスーパーアースGJ1214bは分厚い鉱物雲の形成を可能とする高重元素量大気を保持している可能性が示唆された。高重元素量大気存在は、過去の大気形成過程を探る重要な手がかりとなる。雲は長波長域では光学的に薄くなるため、次世代望遠鏡による観測で大気組成に関してより堅い結論を得ることができると期待される。

雲モデルから得られた知見は、従来の観測の解釈にも影響を及ぼしうる。例えば2.1節で紹介したように、観測スペクトルの可視波長域に頻繁に見られるスロープ構造は微小な雲粒のレイリー散乱に起因すると考えられてきた[8]。しかし、筆者らの研究も含む複数の雲微物理モデルを用いた研究は、鉱物雲が観測されているようなスロープ構造を生成することを予言していない¹²。筆者らは、このスロープ構造は寧ろ有機物ヘイズに起因していると考えている。

¹²雲粒がアグリゲイトの場合にはスロープ構造が現れるが、観測されているスロープ構造に比べるとかなり緩やかなものとなっている。

筆者と川島氏による近年の研究は、鉱物雲では説明が難しい急なスロープ構造やスロープの傾きの惑星温度依存性をヘイズによって説明できる可能性を示した[10]. 実際の気には鉱物雲とヘイズが共存していると考えられ、それぞれがどのように相互作用(ヘイズが鉱物雲の凝結核になるなど)し、大気観測に影響を与えるかは今後調べていく必要がある。

本稿を締めるにあたって、今後どのような観測が計画されているかを最後に一部紹介しよう。今後10年間でJWST(2021年打ち上げ予定)、Twinkle(2023年打ち上げ予定)、ARIEL(2028年打ち上げ予定)といった次世代宇宙望遠鏡の打ち上げが既に決まっており、より高精度・広波長域の大気観測が可能となる。日本と欧州が共同で開発を進める次世代赤外線天文衛星SPICAもESAのコスミック・ビジョンM5ミッションの候補の一つとして検討されており、採択されればJWSTより更に長波長域を高感度で観測可能となる。鉱物雲の構成物質は $\sim 10\ \mu\text{m}$ より長波長域に雲自身のフィーチャーを持ち、JWSTやSPICAでこれらのフィーチャーを見つければ、系外惑星の雲の性質に大きく迫ることができるだろう。ARIELは ~ 1000 天体もの系外惑星に対して大気観測を行うことが予定されており、統計的な議論も可能になると期待される。系外惑星の大気観測が今後より盛んになっていくことは間違いない。観測の量・質ともに急増する今後10年を見据えて、観測結果を正しく解釈し、系外惑星系の起源に迫るための理論的枠組みを整えていくことが重要である。

謝辞

本記事は、筆者が第一著者である参考文献[21,24]の内容から主に構成されています。これらの研究を遂行するにあたり、多くの実りある議論をして頂いた共同研究者の東京工業大学の奥住聡氏と工学院大学の田崎亮氏にはこの場をお借りして深く御礼申し上げます。加えて、多くの助言をくださったカリフォルニア大学サンタクルーズ校のXi Zhang氏、オランダ宇宙研究所の川島由依氏、カリフォルニア大学バークレー校のPeter Gao氏には深く感謝致します。また、丁寧な査読をしてくださった匿名の査読

者様と、本記事の執筆機会を与えてくださった成田憲保編集委員に深く感謝致します。本研究を遂行するにあたり、特別研究員奨励費JP18J14557の援助を頂きました。本稿の図はAASから転載許可を頂き、Ohno & Okuzumi (2018)およびOhno et al. (2020)の図を改変し掲載させて頂いたものです。

参考文献

- [1] Fressin, F. et al., 2013, *The Astrophysical Journal* 766, 81.
- [2] 川島 由依, 2020, *遊星人* 29, 2.
- [3] Madhusudhan, N., 2019, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 57, 617.
- [4] 福井 暁彦, 成田 憲保, 2014, *遊星人* 23, 1.
- [5] Kreidberg, L. et al., 2014, *Nature* 505, 69.
- [6] Knutson, H. et al., 2014, *Nature* 505, 66.
- [7] Benneke, B. et al., 2019, *Nature Astronomy* 3, 813.
- [8] Lecavelier Des Etangs, A. et al., 2008, *Astronomy and Astrophysics* 481L, 83L.
- [9] Parmentier, V. et al., 2016, *The Astrophysical Journal* 828, 22.
- [10] Ohno, K. and Kawashima, Y., 2020, *The Astrophysical Journal Letters* 895, 47.
- [11] Ohno, K. and Zhang, X., 2019, *The Astrophysical Journal* 874, 2.
- [12] Morley, C. et al., 2012, *The Astrophysical Journal* 756, 172.
- [13] Showman, A. and Guillot, T., 2002, *Astronomy and Astrophysics* 385, 166.
- [14] Knutson, H. et al., 2007, *Nature* 447, 183.
- [15] Loudon, T. and Wheatley, P., 2015, *The Astrophysical Journal Letters* 814, L24.
- [16] Parmentier, V. et al., 2013, *Astronomy and Astrophysics* 558, 91.
- [17] Charnay, B. et al., 2015, *The Astrophysical Journal* 813, 15.
- [18] Howe, A. and Burrows, A., 2012, *The Astrophysical Journal* 756, 176.
- [19] Ackerman, A. and Marley, M., 2001, *The Astrophysical Journal* 556, 872.

- [20] Helling, C. et al., 2008, *Astronomy and Astrophysics* 485, 547.
- [21] Ohno, K. and Okuzumi, S., 2018, *The Astrophysical Journal* 859, 34.
- [22] Gao, P. and Benneke, B., 2018, *The Astrophysical Journal* 863, 165.
- [23] Ormel, C. and Min, M., 2019, *Astronomy and Astrophysics* 622, 121.
- [24] Ohno, K. et al., 2020, *The Astrophysical Journal* 891, 131.
- [25] Grabowski, W. et al., 2019, *American Meteorological Society* 100, 655.
- [26] Ohno, K. and Okuzumi, S., 2017, *The Astrophysical Journal* 835, 261.
- [27] Atreya, S. et al., 2020, *Space Science Reviews* 216, 18.
- [28] Gao, P. et al., 2018, *The Astrophysical Journal* 855, 86.
- [29] Kataoka, A. et al., 2013, *Astronomy and Astrophysics* 554, A4.
- [30] Wada, K. et al., 2008, *The Astrophysical Journal* 677, 1296.
- [31] Tazaki, R. and Tanaka, H., 2018, *The Astrophysical Journal* 860, 79.
- [32] Kitzmann, D. and Heng, K., 2018, *MNRAS* 475, 94.
- [33] 萩原 正博, 堀 安範, 2019, *天文月報* 112, 12.
- [34] Gillon, M. et al., 2014, *Astronomy and Astrophysics* 563, 21.
- [35] Venturini, J. et al., 2016, *Astronomy and Astrophysics* 596, 90.
- [36] Hori, Y. and Ikoma, M., 2011, *MNRAS* 416, 1419.
- [37] Lee, E. and Chiang, E., 2016, *The Astrophysical Journal* 817, 90.
- [38] Ogihara, M. and Hori, Y., 2018, *The Astrophysical Journal* 867, 127.
- [39] Kral, Q. et al., 2020, *Nature Astronomy* 66K.