

「2024年度最優秀研究者賞受賞記念論文」 JWST時代における系外惑星大気の最新観測 と理論研究

大野 和正^{1,2}

2025年12月19日受領, 査読を経て2026年1月22日受理

(要旨) 系外惑星大気研究は比較的新しい分野ながら, ジェイムズ・ウェッブ宇宙望遠鏡(JWST)によって近年急速に進展しつつある. 筆者はこれまで「太陽系の惑星と大きく異なる環境の系外惑星大気中で何が起きているか?」「系外惑星はどのような化学組成を持っているか?」「大気を通じて惑星の起源に迫ることができるか?」といった問いに答えることを目標に, 固体微粒子(雲, 光化学ヘイズ)形成の微物理モデリングを始めとした系外惑星大気の理論研究に取り組んできた. 本稿では最近のJWSTによる観測成果も交えつつ, 筆者がこれまで取り組んできた理論・観測研究について紹介する.

1. はじめに

今日までに6000個(2025年12月現在, NASA Exoplanet Archiveを参照)を超える太陽系外惑星が発見されている. 太陽系の外には中心星近傍で平衡温度1000 Kを超える灼熱ガス惑星(ホットジュピター)や地球と海王星の中間サイズの惑星(サブネプチューン, スーパーアース)といった太陽系に見られない惑星が数多く存在している. これらの多様な系外惑星系の起源を明らかにすることは惑星科学における究極の目標の一つと言える.

惑星系の起源を探る手がかりとして, 近年注目を集めているのが系外惑星の大気組成である. 惑星の大気組成は惑星の材料物質, すなわち原始惑星系円盤内のガスや微惑星の組成を反映していると期待される[e.g., 1, 2]. 惑星大気と惑星形成がどのように繋がっているかに関して, 筆者は過去に遊星人で「新・惑星形成論」の特集記事を書かせて頂いたのでそちらも参照していただきたい[3]. 海王星より小さい惑星に対しては, 質量と半径のみからは内部組成を一意に決定できない問題が知られているが([e.g.,

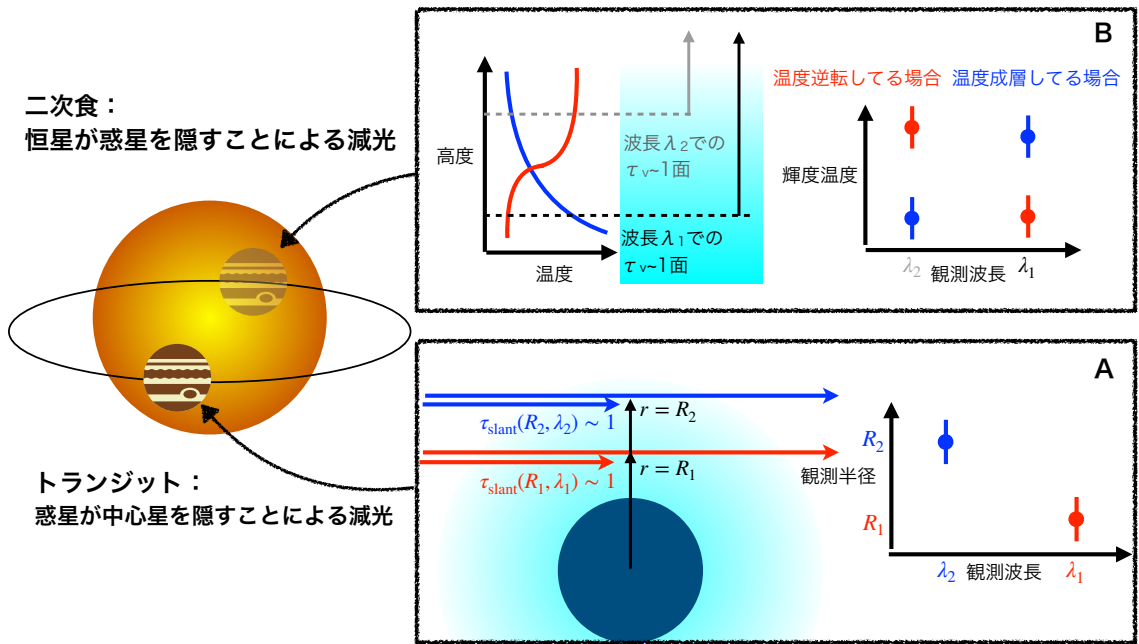
4], 3.2節も参照), 大気組成を介して惑星のバルク組成を探ることができると期待されている. このような背景のもと, 系外惑星の大気観測は20年以上に渡って精力的に行われてきた[e.g., 5]. 系外惑星大気は組成を通じて惑星の起源を探ることに加えて, 太陽系には存在しない高温・強紫外線環境下で大気物理・化学素過程がどのように応答するか理解する上でも重要な観測対象である.

2021年に打ち上げられたジェイムズ・ウェッブ宇宙望遠鏡(JWST)が科学運用を始めたことにより, 系外惑星大気分野の状況が激変した. 以前では考えられなかった広波長範囲・高精度・高波長分解能での観測が可能となり, 系外惑星大気の物理構造・化学組成に関する観測的理解が急速に進展しつつある(最近のレビューとして[6-8]を参照). 筆者は博士卒業後, ポスドクとしてカリフォルニア大学サンタクルーズ校(UCSC)に渡った際にJWSTによる系外惑星大気分野の転換点に立ち会う幸運に恵まれた. 本稿では第二章で系外惑星大気的主要な観測法とそこから得られる物理量について簡単に紹介した後, 第三章で筆者がこれまでに取り組んできた系外惑星大気の理論・観測研究に関して, JWSTによる観測結果を交えつつ紹介する. また, 第四章ではJWSTの結果を踏まえて, 惑星形成に対してどのような制約

1.国立天文台 科学研究部

2.総合研究大学院大学

ohno.k.ab.715@gmail.com



が得られつつあるかを議論し、第五章で本稿のまとめと今後の展望について述べる。

2. 系外惑星大気観測の基礎

本章では系外惑星の大気観測で得られる観測量と、そこから探れる大気の物理的・科学的性質について簡単に紹介する。トランジット分光法と系外惑星大気の雲とヘイズ¹の問題については筆者や川島由依氏による過去の遊星人記事[9,10]も参照されたい。

2.1 トランジット分光(大気透過光スペクトル)

トランジット分光とは惑星が中心星の前を横切る際の減光率を様々な波長で測り、惑星半径の波長依存性を調べる手法である(図1のパネルAを参照)。光学的に厚い大気を纏う惑星の場合、観測半径は大気がどの高度で視線方向に光学的に厚くなるかで決まる。そのため、惑星半径は大気中の吸収・散乱源の

波長依存性を反映することになる。等温大気かつ大気中で重力一定と仮定すると、惑星のトランジット半径は以下のように見積もれる[e.g., 11]。

$$R_p \approx C + H \times \ln \left(\frac{P_0 \kappa}{g} \sqrt{\frac{2\pi R_0}{H}} \right) \quad (1)$$

ここで C は定数、 P_0 はある半径 $r=R_0$ における圧力、 g は重力、 κ は大気の不透明度(単位質量あたりの減光断面積)、 $H=k_B T/m_g g$ は大気のスケールハイト、 T は大気温度、 k_B はボルツマン定数、 m_g は平均分子質量である。なお、式(1)では簡単のため κ が鉛直一定であることを仮定している。 κ 以外は波長依存性を持たないことに注意して、観測半径を波長微分すれば以下のようにスペクトル形状を記述できる[12]。

$$\frac{dR_p}{d\ln(\lambda)} = H \frac{d\ln(\kappa)}{d\ln(\lambda)} = \alpha H \quad (2)$$

最後の変形では $\kappa \propto \lambda^\alpha$ とした。式(2)より、透過光スペクトルの形状は κ の波長依存性を、振幅は κ の波

¹本稿で断りのない限り、雲は相変化によって形成される固体・液体微粒子(地球の H_2O 雲)、ヘイズは光化学を介して形成される微粒子(例:タイタンの霧)を指すこととする。

長変動の大きさとスケールハイト H を反映していることが読み取れる。そのため、サイズの大きな雲粒のように波長依存性の弱い吸収・散乱源が κ を支配している場合、観測半径は波長にほぼ依存せず“平坦”なスペクトルが観測される。また、大気のスケールハイト H が小さい場合も、スペクトルの振幅が抑えられ、平坦に近いスペクトルが得られることとなる。

ここで一つ注意したいのが、式(2)は鉛直方向に一樣の不透明度を仮定している点である。光化学生成分子や雲、光化学ヘイズの存在量は一般に鉛直方向に非一様であり、式(2)でスペクトル形状の振る舞いは正しく捉えられない。筆者は川島由依氏との共同研究で、大気の不透明度が圧力の冪乗の依存性を持つ場合($\kappa \propto P^\beta \lambda^a$)、以下のようにスペクトル形状を記述できることを示した[13]。

$$\frac{dR_p}{d\ln(\lambda)} = \frac{\alpha}{1-\beta} H \quad (3)$$

式(3)から $\beta > 0$ (つまり不透明度が低圧領域ほど高い)の場合にもスペクトルの振幅が増幅することが分かる。実際、筆者や川島由依氏による光化学ヘイズを含めたスペクトル計算において、大気循環によってヘイズ存在量に強い鉛直勾配が生じる場合にはヘイズの減光によるスロープ構造が急勾配になる振る舞いが確認されている[13,14]。可視波長域において、通常の水素分子によるレイリー散乱では説明できない急勾配なスロープ構造を示す惑星が複数見つっているが[e.g., 15,16]、ここで述べた鉛直勾配の効果を反映している可能性がある。

2.2 二次食分光(放射光スペクトル)

トランジット惑星は惑星が主星の真後ろに位置することで惑星からの放射光・反射光が主星に遮られる現象(二次食)が起こる(図1のパネルBを参照)。この二次食を利用することで大気組成、さらには大気の温度構造を探ることができる。大気の鉛直温度・雲構造が水平方向に一樣と仮定すると、惑星からの反射光が無視できる場合には二次食による減光率(Eclipse depth)は大まかに以下のように書ける。

$$D_{\text{eclipse}}(\lambda) = \frac{B(T_{\text{ph}}, \lambda)}{B(T_{\text{eff}}, \lambda)} \left(\frac{R_p}{R_s}\right)^2 \quad (4)$$

ここで B はプランク関数、 T_{eff} は星の放射光の輝度温度、 T_{ph} は惑星放射の輝度温度であり、散乱が無視できる場合には鉛直方向の光学的厚みが ~ 1 となる場所(光球面)の温度に対応する。

放射光スペクトルの特徴として、スペクトル形状が大気の温度構造に依存する点が挙げられる。特に温度勾配の符合に敏感である。大気が上層ほど低温な場合、大気分子が強く吸収を起こす波長では輝度温度が下がる。一方、温度逆転層が存在している場合、分子の吸収バンドでは輝度温度が上がるといった定性的に異なるスペクトルの振る舞いを引き起こす。また透過光スペクトルと違い、放射光スペクトルは大気のスケールハイトに直接的には依存しないため、スケールハイトの小さい場合でもスペクトルの振幅が大きくは変わらないという利点がある。実際にはスペクトル形状は温度・雲構造の水平方向の不均質性[17,18]や大気の散乱[19]にも影響を受け、これらの効果を考慮しないと説明できないJWSTの放射光スペクトルも報告されている[20]。

3. 系外惑星大気の理論研究とJWSTによる大気観測

JWSTの科学運用が始まった2022年以降、系外惑星大気に関する観測的知見が急速に蓄積しつつある。本章ではJWSTで得られつつある成果について概観しつつ、筆者が取り組んできた関連する理論研究を惑星の種類別に紹介する。

3.1 ホットジュピター

JWSTの初期科学運用(Early Release Science, ERS)プログラムによって最初に観測されたのはWASP-39 bという土星質量の高温ガス惑星(平衡温度 ~ 1100 K)である[21-25]。この惑星は膨張した半径を持つことから透過光スペクトル観測に適しており、また過去のハッブル宇宙望遠鏡(HST)や地上望遠鏡による観測から比較的晴れた大気を持つことが知られていた[26]。筆者は総勢150人以上に及ぶERSチームの一員としてJWSTによる最初の系外惑星大気スペクトルの理論解釈に取り組んだ。具体的には、様々な大気重元素量やC/O比に対して一次元放射対流平衡計算を行うことで大気の

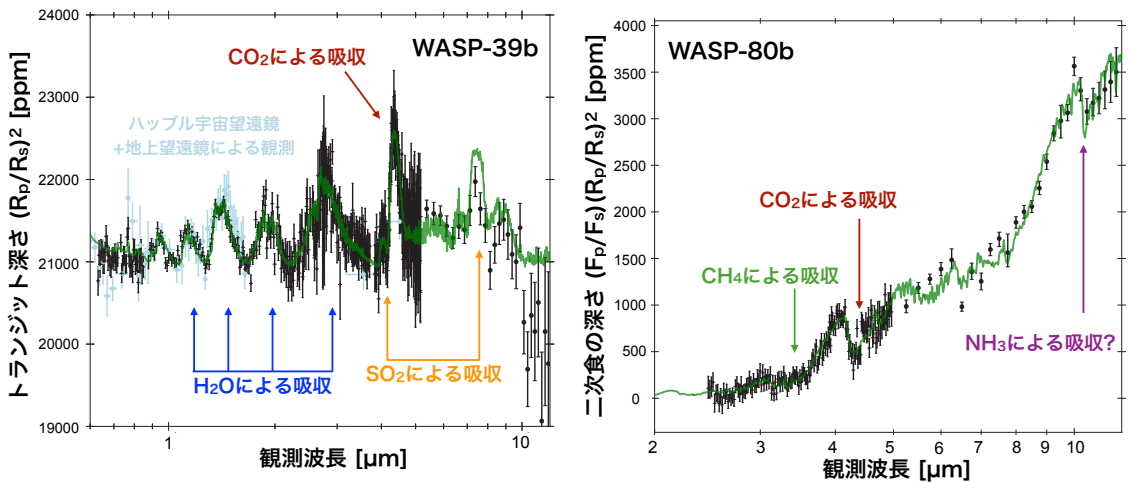


図2: JWSTによって観測されたホットジュピターWASP-39bの大気透過光スペクトル(左)とウォームジュピターWASP-80bの放射光スペクトル(右). 観測スペクトルはWASP-39bは[27,28], WASP-80bは[29]から引用. 緑線はベストフィットモデルスペクトルでWASP-39bは[27]から, WASP-80bは[29]から引用した. 左図において, JWST以前のハッブル宇宙望遠鏡, スピッツァー宇宙望遠鏡, 地上望遠鏡による観測[26]を比較のため空色のデータ点で示した.

温度構造と化学平衡組成構造のグリッドを作成し, 観測スペクトルをよく説明するパラメーターの組み合わせを調べた[25].

図2にJWSTによって観測されたWASP-39 bの透過光スペクトルを示した. JWST以前の観測スペクトル[26]も併せて載せたが, 波長範囲, 分解能, 精度がいずれも劇的に向上していることが窺える. WASP-39 bのスペクトルを特徴付けるのはH₂Oによる複数バンドでの吸収と4.3 μm付近のCO₂による強い吸収である. 高温ガス惑星の大気において, CO₂はCOがOHによって酸化されることで生成するため[30,31], 強いCO₂の吸収は大気が酸素に富んでいることを示唆する[32]. また, JWST打ち上げ以前にも1-1.5 μm帯に存在するH₂Oの吸収がHSTによって報告されていたが, 長波長側のH₂Oの吸収も同様に発見された. これらのH₂OとCO₂の発見はJWST以前の理論計算からも予言されており, 当時の理論研究がそれなりに正しかったことを意味する.

一方, 多くの人にとって予想外だったのがSO₂の発見である. 水素に富んだガス惑星大気において, SO₂は熱化学平衡のもとでは微量にしか存在せず, 検出されるほど豊富なSO₂を生成するには光化学が必須となる. ERSチームでSO₂の生成経路を調べた結果, 大気循環で大気下層から巻き上げられてきたH₂Sが

H₂OとH₂の光解離で生成されたHとOHによって段階的に破壊, 酸化されることでSO₂を生成していることが分かった[33]. 鍵となるのは酸化を駆動するOHの存在量で, SO₂が豊富に生成されるには大気の酸素量が太陽組成より十分高い必要がある. したがって, SO₂の存在はCO₂から示唆される酸素に富んだ大気という描像と調和的である. SO₂が当初予想外だったのは, 系外ガス惑星における硫黄大気化学の研究は当期限られていたこと[34,35], また多くの研究が太陽組成に注目した計算を行っていた背景があると筆者は考えている². SO₂は系外惑星では初となる光化学の観測的証拠, 更には硫黄を含む化学種の系外惑星では初の発見としてERSプログラムの主要成果の筆頭と言えるだろう.

3.2 ウォームジュピター

高温系外ガス惑星は平衡温度約1000 Kより高温な惑星をホットジュピター, 低温な惑星をウォームジュピターと呼ぶ風習がある. 何故このような区別をするかであるが, 温度約1000 Kを境に大気的主要な炭素

²水素リッチな大気でも金属量が高ければSO₂が観測されうること自体は実は公開光化学コードVULCAN[36]の論文で予言されているのだが, 殆どの人がその議論を認知していなかったためSO₂の特定に時間がかかった背景がある.

リザーバーがCOからCH₄に切り替わると期待されること[e.g.,37], また平衡温度1000 K以上のガス惑星は惑星熱進化モデルの予測より大きな半径を示す“異常膨張”と呼ばれる問題があるといった背景がある[e.g., 38].

JWST以前の低温惑星に対する大気観測において、理論的には豊富に存在する筈のCH₄が見つからない“メタン枯渇問題”とも呼ばれる謎があった[39-41]. 筆者が参加しているJWSTの時間保証観測(Guaranteed Time Observation, GTO)プログラムの一つであるMANATEEでは、平衡温度800 KのWASP-80bの透過光および放射光スペクトルの観測を行い、CH₄が3.2 μm付近で引き起こす強い吸収を透過光と放射光の両方で発見することに成功した[42]. 最新の放射光スペクトル[29]は図2右を参照). 別の低温惑星であるK2-18bやTOI-270dにおいてもCH₄が発見されており[43,44], 低温惑星ではCH₄がより主要な炭素リザーバーになるという理論予測が定性的には確認されたことになる. 一方、CH₄が発見された惑星において観測から推定されるCH₄存在量が化学平衡を仮定した理論予測より2桁以上低く[46], JWSTでもCH₄が検出できない低温惑星が依然存在するなど[45-47], “メタン枯渇問題”の謎が完全に解けたとは言い難い. CH₄量が低い原因として化学非平衡の効果に加えて熱進化モデルの予測より惑星内部が遥かに高温であるためという説が頻繁に引用されるが[45,46], その物理的要因は未だに議論の渦中にある.

筆者が個人的に予想外だったのは、JWSTの放射光スペクトル観測で温度逆転層が発見されていない点である. 平衡温度が1000 Kより低温な惑星では光化学ヘイズが豊富に生成されることが示唆されており[14,48,49], 光化学ヘイズがタイタンのヘイズ模擬物質(ソリン)や煤のような組成を持っている場合、ヘイズが大気上層を加熱して温度逆転層を形成すると予想されていた[48,50]. 筆者らは可視波長域の透過光スペクトルからヘイズの存在が示唆されているWASP-80b[51]とWASP-69b[52]の放射光スペクトルをJWSTで観測したが、いずれの天体も大気上層ほど低温であることを示唆するCO₂の吸収線が確認された[20,42]. 温度逆転層が存在しない理由として、ヘイズの組成が従来想定していたソリンや煤と

かけ離れている可能性が考えられる. 特にヘイズが中心星からの可視光を殆ど吸収しない場合は温度逆転層が発生しない. このような反射能の高いヘイズの存在は3.4章で紹介するGJ1214bに対しても示唆されており, “Maximally reflective haze”という吸収を一切引き起こさない架空の物質をヘイズ組成として仮定する研究も増えてきている[53,54].

系外惑星ヘイズの組成に関する謎が深まる中で筆者はある日、人工ダイヤモンドの低圧下での合成法である化学蒸気吸着(CVD)法の存在を知った. CVD法は高温(~1000 K)の水素ガスに炭素を含む分子(CH₄など)を注入し、原子水素を生成するようなエネルギー源(高温のフィラメントなど)を導入すると低圧下においてもダイヤモンドが析出するという技術である[e.g.,55,56]. 興味深いことにCVD法によるダイヤモンド合成環境は高温ガス惑星の大気に酷似している. 系外ガス惑星に予想される大気組成は経験的に知られているCVDダイヤモンド合成が可能なC/O/H比の条件[57]を満たしており, CVDダイヤモンド合成の鍵となる原子水素は中心星からの強烈な紫外線照射で効率的に形成される. このような類似性から、JWST観測で示唆されている反射能の高いヘイズはCVDダイヤモンドであるという可能性を筆者は推測するようになった.

実際に可能性を検証するため、筆者は工学分野で培われたCVDダイヤモンド成長理論[58-60]をヘイズモデルに組み込み、系外惑星大気中でCVDダイヤモンドが析出可能かを調べた[61]. この際、燃焼分野で定式化されているHydrogen-abstraction-C₂H₂-addition (HACA)メカニズムによる煤の表面成長[62,63]も同時に取り入れ、CVDダイヤモンドと煤のどちらがよりヘイズの主成分となり得るかも検証した. 計算の結果、C/O<1の大気においては常にCVDダイヤモンド生成が煤生成を凌駕することが分かった(図3左パネル, 右上パネル). これはC/O<1において煤の前駆物質であるC₂H₂よりダイヤモンドの前駆物質であるCH₃の存在量の方が常に高いこと、また大気上層では光化学由来の原子水素によって煤が効率的に破壊されることに起因する. 様々な大気金属量、C/O、惑星平衡温度のもとで計算を行った結果、大気金属量が太陽組成の100倍以下であれば平衡温度~800-1200 Kの惑星においてCVDダ

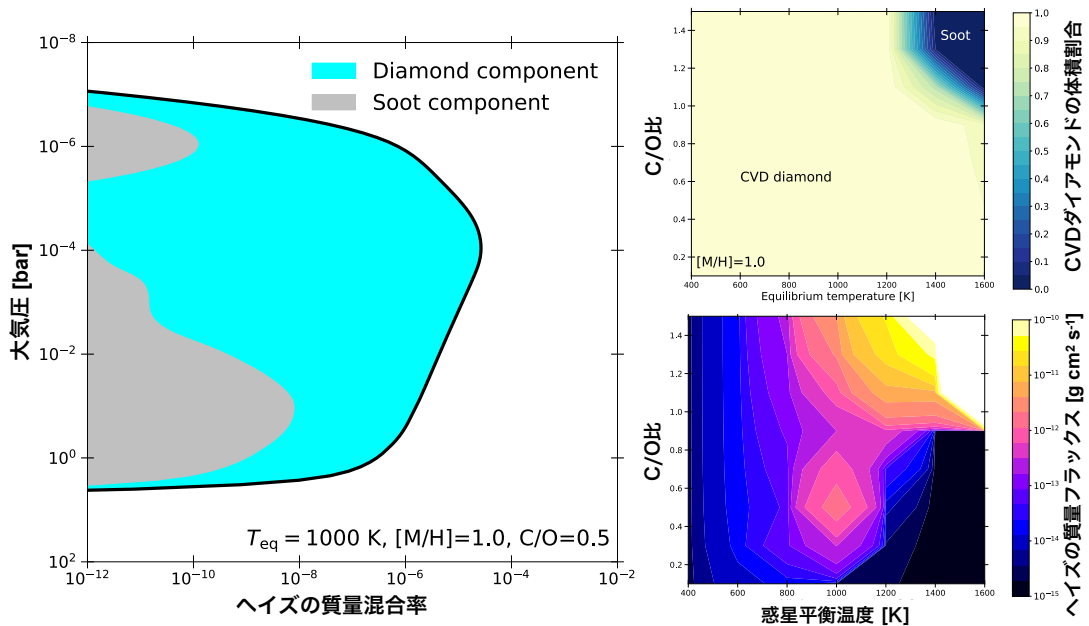


図3: CVDダイヤモンド生成と煤生成を考慮した光化学ヘイズ形成計算. 左図はCVDダイヤモンドと煤の質量混合率(大気中の質量密度に対する粒子の質量密度)の鉛直分布を, 右図は1 mbarより上層大気におけるヘイズ粒子中の平均ダイヤモンド体積割合と1 mbarにおけるヘイズの質量フラックスを惑星平衡温度, C/O比の関数としてプロットした. 大気金属量は太陽組成の10倍の場合に固定している. Ohno (2024)[61]の図を元に作成.

ダイヤモンドが効率的に生成しうることが分かった(図3右下パネルの質量フラックスも参照). この結果はWASP-80 bやWASP-69 bといったヘイズの存在が示唆されているにも関わらず温度逆転層を持たない惑星を説明する可能性がある.

3.3 スーパーパフ

ここからは低質量の惑星の話に移るが, 最初に“スーパーパフ”と呼ばれる奇妙な天体の紹介をしよう. 海王星以下の質量の惑星の中には半径が木星に匹敵するものが複数存在する(Kepler-51dなど, 図6も参照). これらは平均密度が極端に低いことからスーパーパフと呼ばれている[64]. このような低密度な惑星は, 大気が惑星総質量の30%程度以上を占める内部構造モデルを用いて説明が可能である[65]. 一方, 数地球質量程度のコアがそのような大量の大気を獲得するには低温かつダストが枯渇した円盤遠方といった特定の条件が必要と示唆されている[64]. 加えて, これらの惑星は低重力なため非常に強い大気散逸を経験することが理論的に予想され

[66], 何故スーパーパフが現在まで大量の大気を保持できているのかは大きな謎の一つである. このように, スーパーパフは低質量惑星の大気形成・進化を理解する上で重要なターゲットだと考えられている.

一方, 筆者を含む複数の研究者はスーパーパフの観測半径が実際より過大評価されている可能性を検討するようになった. 例えば, 惑星の観測半径は大気が光学的に厚くなる高度で決まるため, 大気上層が雲ないしヘイズで光学的に厚くなれば, 大気が晴れている場合より大きな半径として観測されることになる[66–68]. 筆者の博士最終年度である2019年に大気微粒子の成長を無視した先行研究[66]が現れ, 大気散逸を専門とする田中佑希氏がポストドクとして東工大に在籍していたこともあり, 散逸大気中の微粒子成長について共同研究をすることとなった[69]. 具体的には, 大気散逸を経験している大気中での微粒子衝突成長, 重力落下, 大気散逸による輸送を考慮した粒子サイズ分布進化計算を多数行い, 大気微粒子が惑星の観測半径にどの程度の影響を与えうるかを調べた. ここでは, 大気微粒子の起源

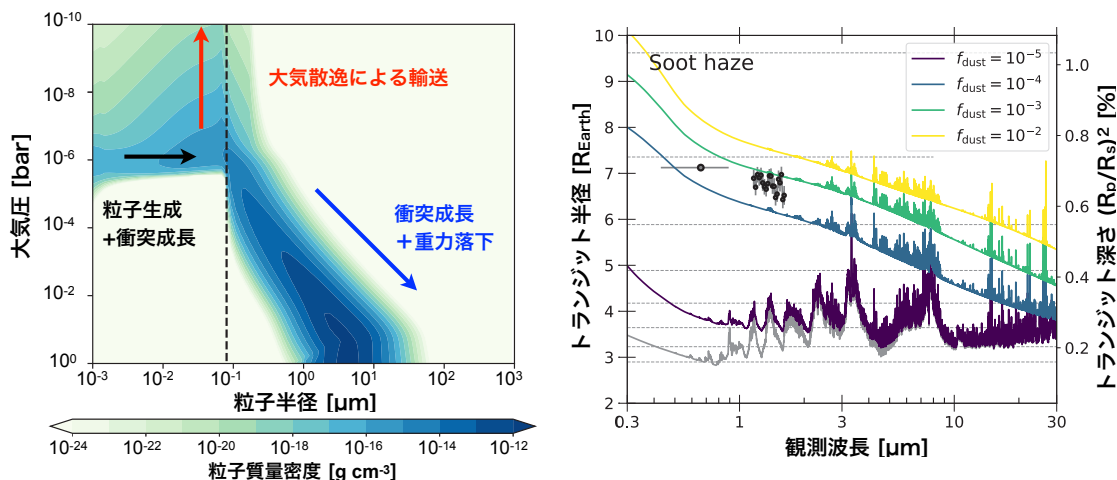


図4: (左図)散逸する大気における大気微粒子のサイズ分布の鉛直構造. カラーバーは各粒子サイズ-鉛直グリッドにおける粒子質量密度を示している. (右図)散逸大気の下での大気透過光スペクトル. 各色線は異なる大気微粒子生成率 f_{dust} (柱生成率と大気散逸フラックスの比)のもとのスペクトルである. データ点は計算で仮定した惑星と同程度の温度・質量を持つKepler-51bのハッブル宇宙望遠鏡で観測された大気透過光スペクトル. Ohno & Tanaka (2021)[69]の図を元に一部改変.

は仮定せず、微粒子の生成高度と生成率をパラメーターとすることで、どのような起源の大気微粒子が観測半径に影響するかを調べた(便宜上、以降はダストと呼称する)。

ダストの多くは衝突成長を経て惑星深部に落下するが、強い大気散逸のもとでは一部のダストは大気散逸に巻き込まれる(図4左). 特に、光化学ヘイズのような大気上層で形成するダストは効率的に大気散逸に巻き込まれ³, 惑星半径をファクターで増大させることを明らかにした. これは大気上層の密度が低いため、ある大気散逸率の元では常に上層の方が散逸に伴う外向き速度が速いためである. 大気透過光スペクトル計算を行った結果、大気上層のダストは大気分子の吸収をほぼ完全に隠し、波長と共に半径が大きく減少することも分かった(図4右). 分子吸収が隠されたスペクトルは、実際にKepler-51bやcといったスーパーパフで観測されている平坦な大気スペクトルと整合的である[70].

³詳細は割愛するが、パラメーターサーベイと解析的な議論の結果、ダスト生成率がどんなに高くても上層大気中のダスト/ガス比はダスト生成領域における外向き速度と音速の比を大きく越えられないことも分かった. このことから、大気散逸中のダスト/ガス比を上げるにはダストが外向き速度の速い大気上層で形成される必要がある。

ここで一つ注意したいのが、全ての惑星がダストで観測半径が劇的に増加するわけではない点である. これは大気の圧力が半径方向に指数的に減少することに起因する. 大気微粒子による半径増加は視線方向の光学的厚みが ~ 1 となる圧力を下げる効果として作用するが、この圧力変化に対応する半径増大量は大気スケールハイトに比例する. そのため、大気スケールハイトが惑星半径より遥かに小さい場合、ダストは半径増大に殆ど寄与しない. ダストによる半径増大の度合いは大気スケールハイトと惑星半径の比にスケールするが、この無次元量はエスケープパラメーター[71]の逆数と等しく、ダストで半径増大が可能な惑星は必然的に強い大気散逸を経験する. スーパーパフが少数しか存在しないのは、このような限られた条件下でのみダストによる半径増大が起きるためと考えることができる.

スーパーパフの巨大な半径を説明する別の説として、スーパーパフが土星のような周惑星リングを持っている可能性も提案されている[72,73]. トランジット観測は惑星の影の“面積”を測っているため、影自身の形状は分からないのである. 当時、リング説はヘイズ説の対抗馬として提案されていたが、観測的に両者を区別する方法は確立していなかった. そこ

で、筆者はUCSCに渡ったのち、リングを持つ惑星を観測した場合にどのような大気スペクトルが観測されるかを受け入れ教員のJonathan Fortney氏と一緒に調べてみることにした[74]⁴。具体的には透過光スペクトルの計算の際、リングの影と重なる大気の領域にリングによる減光を追加することでリングの影響を考慮した。

図5に示した通り、光学的に厚いリングを持つ惑星は曇った惑星と類似の平坦な大気スペクトルを示すことが分かった。本結果はリングによって大気の一部が隠されること、またリングが惑星の見かけの大気スケールハイトを過大評価させることに起因する。後者は「スペクトルが平坦である」と判断する基準そのものに関係している。通常、透過光スペクトルの振幅はスケールハイトで規格化することでその大小が評価される。具体的には水素大気を仮定したスケールハイトでトランジット半径を規格化した際、分子吸収に由来する振幅が ~ 1 – 2 スケールハイト以下であれば、そのスペクトルは「平坦」あるいは「Featureless」と解釈される⁵。しかし、惑星がリングを持つ場合、トランジット半径がリングの寄与によって過大評価されるため、惑星質量とトランジット半径から算出される表面重力は実際よりも小さく評価される。その結果、規格化に用いられるスケールハイトが過大評価されることになり、大気分子の吸収による振幅が相対的に小さく解釈され、結果としてスペクトルが平坦であると誤認されることになる。

筆者の上記の研究によると、ヘイズ説とリング説は広い波長範囲で見ると大気スペクトルに大きな違いが生まれる。ヘイズで惑星が大きく見えている場合、長波長に向かうにつれて惑星半径が大きく減少する(図4右パネルも参照)。これは、大気上層には微小な粒子しか滞在できないためである。一方、リング説の場合は長波長側でも半径が波長にあまり依存

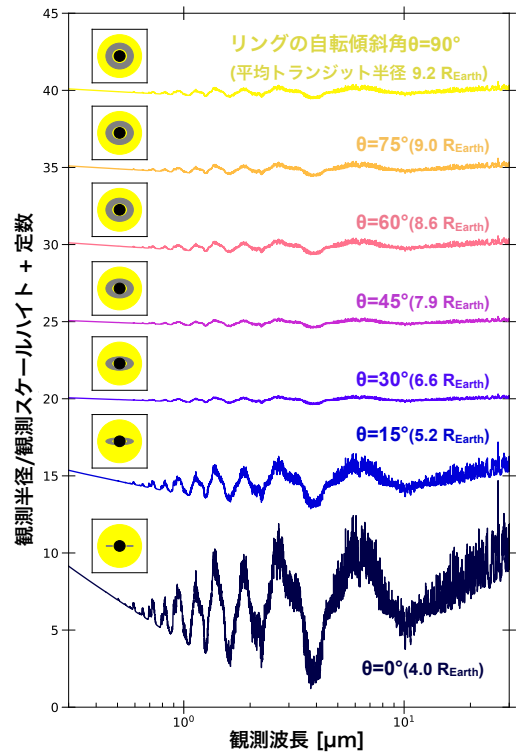


図5: 理論的に計算された周惑星リングを持つ系外惑星の大気透過光スペクトルの例。各色線は異なるリングの自転傾斜角の場合における惑星トランジット半径の波長依存性を示す。スペクトルは惑星質量とトランジット半径から計算可能な大気スケールハイトで規格化している。Ohno & Fortney (2022)[74]の図を元に改変。

しないことが期待される。これは周惑星リングが μm サイズより遥かに大きな粒子で主に構成されていると期待されるためである。そのため、JWSTなどの広波長に渡る観測で、どちらの説がより尤もらしいか、あるいは別の理由でスーパーパフが巨大な半径を持っているのか議論できるようになると期待される。実際、JWSTによる大気観測は幾つかのスーパーパフに対して行われており、Kepler-51dに対してはヘイズ説と整合的な強い半径の波長依存性も報告されている[76]。

3.4 サブネプチューン

2–4地球半径の中型惑星(サブネプチューン)は現在発見済みの系外惑星の大多数を占め、大気観測の

⁴当時コロナ禍で対面の議論ができなかったため、手計算で大部分を進められる本プロジェクトは打ってつけであった。また裏事情として、現STScIのAlam Munazza氏からリングを持つ惑星大気の透過光スペクトル計算法が必要である旨をスーパーパフHIP41378fのHSTスペクトル[75]と共に伝えられ、定式化に取り組むことにした経緯がある。

⁵図3のリングがエッジオン($\theta=0$)で観測者から見えない場合からも読み取れるが、晴れた大気の場合は ~ 5 スケールハイトの変動が期待される[e.g., 49]。

ターゲットとしても重要である。特に、サブネプチューンは惑星内部組成を平均密度から一意に決定できない内部構造縮退という問題が知られている[4]。図6に低質量惑星の質量と半径の関係を示した。例えばGJ1214bというサブネプチューンに着目すると、GJ1214bは水主体の内部構造と水素大気を纏った岩石コアの両方のモデルで質量と半径の関係が説明できることが見て取れる。すなわち、質量と半径のみでは惑星バルク組成を一意に決定できない。一方、これらのシナリオは大きく異なる組成の大気を持つことが期待される。そのため、大気観測を通じて惑星内部組成を特定しようという試みが行われてきた。

サブネプチューンは大気分子の吸収が微弱なスペクトルを示すことが多く、JWST以前は大気組成を制約できない場合が多々あった[77-79]。このような大気スペクトルは“平坦”スペクトルと呼ばれており、原因として大気上層に光学的に厚い雲あるいはヘイズの層が存在するためと解釈されている。筆者の博士論文は上述のサブネプチューンGJ1214bに注目し、大気中に雲として存在することが予想される鉍物雲(KCl)形成の微物理モデリングを行い、どのような大気組成の元で平坦スペクトルが再現可能かを調べた[81-83]。その結果、大気が最低でも太陽組成の100倍以上重元素に富んでいないと観測されている平坦スペクトルを説明できないことが分かった[83]。この結果はKClの存在量がそもそも低く、光学的に厚い雲を作るには金属量が非常に高い必要があることに主に起因している。この研究に関しては過去に遊星人記事を書かせていただいたのでこちらも参照されたい[9]。

JWST打ち上げ後、筆者はアリゾナ大学のEverett Schlawin氏らと協力して、GJ1214bに対してJWST-NIRSpecによる大気透過光スペクトル観測を実施した[84]。得られた観測スペクトルをHSTとJWST-MIRIによる過去の観測結果と合わせて図7に示す。観測の結果、微弱ながらも $4.3\ \mu\text{m}$ の CO_2 の吸収の兆候を捉えることに成功した。GJ1214bで CO_2 が見えることには大きな意味がある。GJ1214bの温度帯(大気温度が約500 K)においては、大気が水素に富む限り CH_4 が炭素の主要リザーバーとして存在することが示されている[85]。 CH_4 でなく CO_2 の吸収がより顕著に見えている事実

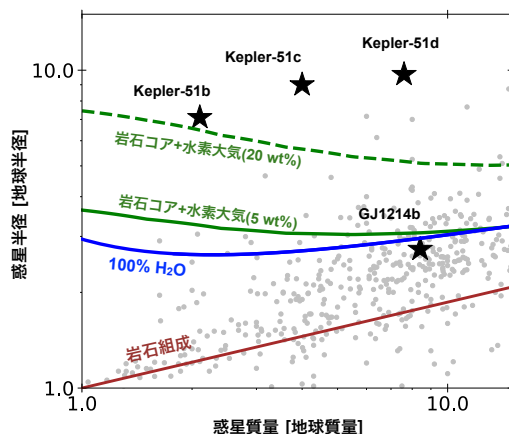


図6: 低質量惑星の質量と半径の関係。色線は様々な内部構造に対して理論的に予測される質量-半径の関係を示している。理論線は岩石コア+水素大気モデルは[64]、100% H_2O モデルは[79]、岩石組成は[80]から引用した。観測データはNASA Exoplanet Archiveを参照した。

は、GJ1214bの大気が水素に欠乏している(つまり金属量が極めて高い)ためと解釈することができる。筆者の研究を含むJWST以前の理論研究は大気が重元素に富む場合の特徴として $\sim 4.3\ \mu\text{m}$ に CO_2 フィーチャーが発現することを予言しており[14, 83, 86]、本結果はそれと整合的である。

筆者は更に様々な大気金属量、C/O比、ヘイズ生成量、渦拡散係数に対して光化学ヘイズ形成・大気光化学の理論計算を行い、JWSTの大気透過光スペクトルをよく説明する大気組成の制約を行なった[87]。KCl雲の場合と異なり、系外惑星ヘイズは具体的な形成プロセスや光学特性に大きな不定性が残る。系外惑星ヘイズの不定性に関しては川島由依氏による遊星人記事も参照されたい[10]。これらの不定要素に影響を受けない結論を得るため、筆者らは現在出版されている系外ヘイズ模擬物質の複素屈折率を可能な限り収集し[88-91]、それぞれの場合におけるパラメータ推定を行なった。また、ヘイズ生成プロセスの不定性を加味し、ヘイズの生成率を自由なパラメータとする手法と炭素含有分子の光解離率からヘイズ生成量を理論的に見積もる手法の2通りを試した。

図7にヘイズ生成率を自由パラメータとした場合と光解離率から決めた場合における中央値モデルをそれぞれ示した。計算の結果、いずれの仮定のモデ

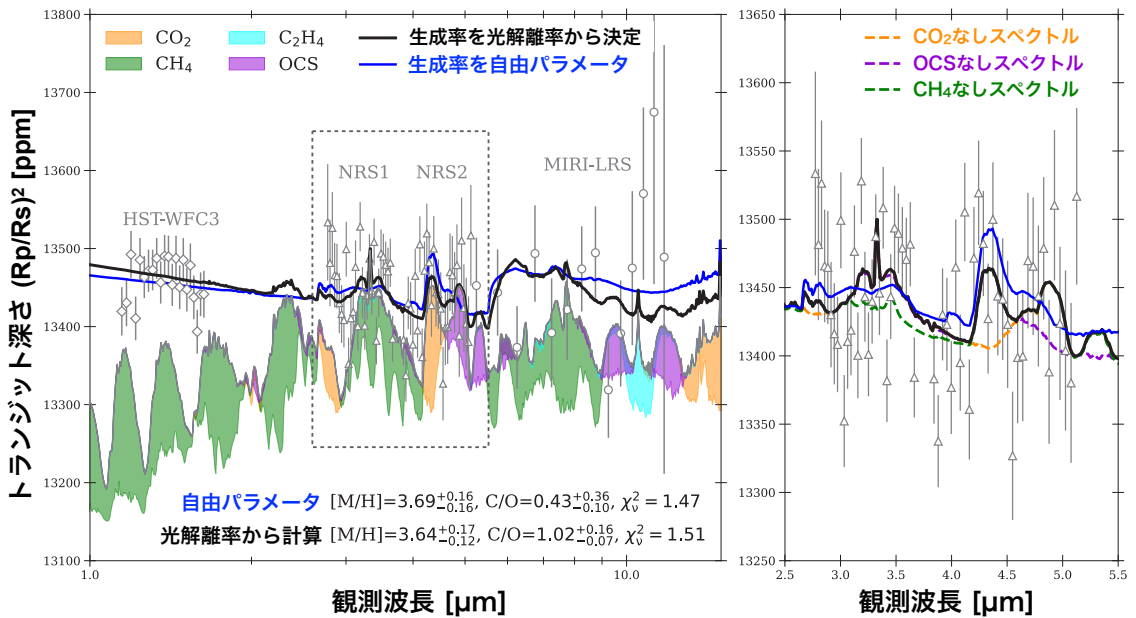


図7: サブネプチューンGJ1214bの大気透過光スペクトル。黒線はヘイズ生成率を炭素含有分子の光解離率から決めた場合の中央値モデル、青線はヘイズ生成率を自由パラメータとした場合の中央値モデル。ヘイズを除いたスペクトルを薄線で示しており、塗り潰し領域は各分子をスペクトル計算から除いた時のトランジット深さの変化を示している。各モデルで得られた大気金属量とC/O比も載せている。ここで[M/H]は太陽組成で規格化した大気金属量の常用対数をとった値である(つまり[M/H]=3は太陽組成の1000倍)。Ohno et al. (2025) [87]を元に作成。

ルにおいても、JWSTによるGJ1214bの透過光スペクトルを説明するには太陽組成の約3000倍の大気金属量が必要であることが分かった。この結果は主に2つの観測スペクトルの特徴に裏付けられている。一点目は先述したように、現状のGJ1214bの大気スペクトルではCH₄よりCO₂がより強く吸収を示している点。もう一点、観測スペクトルは全波長域においてほぼ平坦であるが、微小なヘイズ粒子と平坦スペクトルを両立するにはスケールハイトが小さい必要がある。これ以外にも、光化学ヘイズが主要な大気微粒子組成の場合、ヘイズ粒子のC=O伸縮等による強い吸収ピークが6 μm付近に現れる筈だが観測スペクトルには見られず、大気スケールハイトが小さい可能性を支持する。

大気金属量とは対照的に、モデルから推定される大気C/O比はヘイズモデルの仮定に依存する。ヘイズの生成率を自由パラメータとした場合、観測スペクトルはC/O比が約0.5のモデルでよく説明できる。一方、ヘイズ生成率を炭素系分子の光解離率から与えた場合はC/O~1のモデルが選択される。C/O~1

のモデルが選択される理由はヘイズ生成率とCO₂/CH₄比のトレードオフにある。GJ1214bのスペクトルは全体的にフラットなため、観測スペクトルを説明する上では高いヘイズ生成率が好ましい。ヘイズ生成率はC/O比が高いほど高くなるため、スペクトルの平坦さの観点では高いC/O比のモデルほど観測をよく説明する。一方、C/O比が高いほどCH₄がより支配的な炭素リザーバーとなり、スペクトル形状に対するCO₂の寄与が弱くなる。高いヘイズ生成率とCO₂フィーチャーを両立させる上でC/O~1が最適となる。現在の観測データからC/Oが高いシナリオと低いシナリオを見分けることは難しいが、C/O~1のシナリオではCO₂以外にCH₄とOCSもスペクトル形状に影響を与えることが筆者の計算から示唆されている。そのため、追観測でCH₄、CO₂、OCSの相対的な吸収強度が高精度に測ることができれば、C/O比をよりよく制約できると筆者は期待している。

筆者らの観測に加えて、GJ1214bはJWSTによる光度曲線観測からも大気金属量が極めて高いことが示唆されている[53]⁶。これらの観測事実を統合す

ると、GJ1214bが水素に欠乏した大気を持つことは恐らく確かだろう。これは惑星のバルク組成に興味深い示唆を与える。GJ1214bの大気が水素に欠乏しているということは惑星半径を説明するためにコアが密度の低い物質(氷)を多く含んでいる必要性を示唆する。GJ1214bの最新の内部構造モデル[94]によると、大気の金属量が太陽組成の300倍以上の場合、半径を説明するには惑星質量の30%以上が氷で構成されている必要がある。GJ1214bの現在軌道は0.015 auとH₂Oが氷として存在できない中心星近傍であることから、氷に富む内部組成はGJ1214bが現在軌道より遠方で形成した後、現在の軌道まで移動してきたことを意味する。これはサブネプチューンの起源を探る有力な手がかりの一つになりうる。

GJ1214b以外にも、JWSTによって重元素に富んだ大気を持つサブネプチューンは複数報告されている。例えばGJ3470b, K2-18b, TOI-270dではCH₄やCO₂が検出されているが、これらの天体は太陽組成の~100-300倍ほどの大気金属量を持つことが示唆されている[43,44,95]。GJ3090bやGJ9827dにおいては筆者らがGJ1214bに対して求めた値に匹敵する~1000倍以上の大気金属量が報告されている[96,97]。大気分子の吸収が殆ど見えない平坦スペクトルを示すサブネプチューン/スーパーアースも依然として多く存在するが、それらの惑星も雲・ヘイズとの縮退があるものの金属量の高い大気を持っている可能性がある[98,99]。これらのサブネプチューンが何故重元素に非常に富む大気を持つのか、またこれらの重元素に富んだ大気がサブネプチューンの内部組成をどのように制約してくれるのかは興味深いトピックである。

[†]JWST-MIRIによる光度曲線観測の結果、GJ1214bは昼夜間に強い温度差を持つことが分かった[53]。大気循環計算から平均分子量が高いほど昼夜面間の熱輸送が非効率となり、昼夜間の温度差が大きくなることが示されており[92,93]、観測された昼夜間の温度差も大気金属量が太陽組成の100倍以上の大気循環モデルにより整合的である。

4. 惑星形成研究との連携に向けて

4.1 大気の窒素・硫黄

ERSプログラムによるSO₂の発見が象徴するように、JWSTによって大気の酸素や炭素以外の元素を含む分子も発見できるようになってきた。太陽系では木星大気の文脈で、大気中の窒素や硫黄、希ガスの存在量から惑星形成場所や過去の原始太陽系円盤の構造を探ろうという試みがされている(筆者の過去の遊星人記事[3]も参照)。系外惑星で同様の議論を展開することは、JWST時代に系外惑星分野が今後進む方向性の一つであろう。これを成すためには、系外惑星大気観測から大気元素比を正しく読み取る枠組みと、読み取った元素比を惑星形成・円盤進化の観点から解釈する体制を整えることが重要である。

筆者は植田高啓氏と行った木星大気と原始太陽系円盤の温度化学構造に関する共同研究[100]以降、系外惑星大気の窒素量を測れないかと興味を持つようになった。高温な系外惑星の文脈で問題となるのが、大気中の窒素は主にN₂とNH₃に分配される一方で観測可能なのはNH₃のみである点である。そこで筆者はUCSCのJonathan Fortney氏とNH₃の存在量から直接大気の窒素量を測ることが可能な惑星の条件を調べることにした[101,102]。具体的には、質量作用の法則と半解析的な大気温度構造を応用して非平衡下におけるNH₃の存在量を予測する解析モデルを構築し、大気上層で観測可能なNH₃の存在量と総窒素量の関係を様々な惑星質量、年齢、大気金属量に対して調べた。その結果、近接系外惑星の場合、殆どの惑星質量と年齢においてNH₃量は総窒素量の極一部しか反映しないことが分かった。そのため大気観測で制約可能なNH₃量は殆どの場合で総窒素量の下限值でしかない。実際の窒素量を制約するには大気化学モデルを介してNH₃量から総窒素量を類推する必要がある。現在はカリフォルニア大学ロサンゼルス校のJerry Xuan氏と共同で、褐色矮星をベンチマークとして大気の窒素量を理論的に推論する方法論の検証に取り組んでいるところである。

大気の硫黄量推定にも窒素と同様の課題が絡んでいる。現在、複数の惑星でSO₂が発見されている

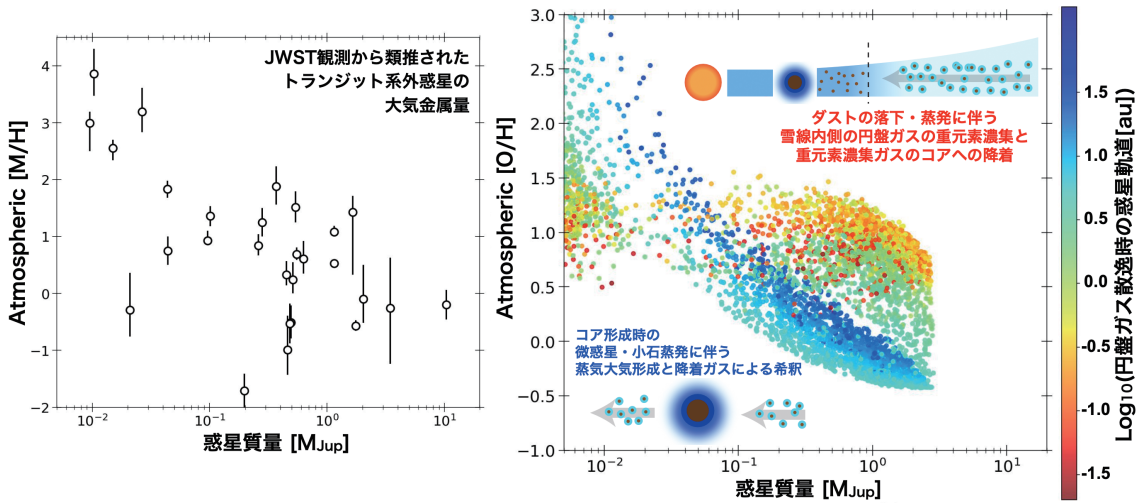


図8: (左図) 現在までにJWSTで観測されたトランジット系外惑星大気のO/H比と惑星質量の関係。(右図) 小石集積による惑星形成種族合成モデルによって計算された惑星大気O/Hと質量の関係。点の色は各惑星のシミュレーション終了時における軌道を示している。Ohno et al. (2026)[110]の図と表を元に作成。

が[24,46,95], SO₂は光化学生成物で主要な硫黄のリザーバーではない。そのためSO₂から大気の硫黄量を推定するには、窒素の場合と同様に大気化学モデルの力を借りる必要がある。しかしSO₂の生成量を計算するにはコストの高い光化学計算が必須なため、SO₂から硫黄量を逆問題的に類推するのはパラメーター数が多くなるほど加速度的に難しくなっているのが現状である。

惑星形成論の観点から大気中の窒素や硫黄が何を意味するのかを解釈する理論整備も進める必要がある。例えば、原始惑星系円盤において硫黄の90%以上は固相に存在すると考えられており[103], 大気観測で見える硫黄は微惑星などの固体が原始大気に降着したことを反映しているとこれまで解釈されてきた[104]。一方で太陽系の彗星の観測から、硫黄の一部はNH₄SHといったアンモニウム塩として存在することが近年示唆されている[e.g., 105]。近年、東京大学の中澤風音氏を主導としてNH₄SH塩を含むダストの成長・落下・蒸発を考慮した円盤組成進化計算を行い、円盤ガス中の硫黄濃度の時空間進化について調べた。その結果、NH₄SHが熱分解するH₂Oスノーライン(H₂Oが凍結する軌道)付近より内側軌道では円盤ガスが豊富に硫黄を含みうる事が分かった[106]。これは、高温系外惑星が発

見される近接軌道では円盤ガスは硫黄に富んでおり、近接軌道で形成したガス惑星は自然に硫黄に富む大気を持つ可能性を示唆する。今後は複数の硫黄の解釈の可能性を区別するために、炭素、酸素、窒素量との関係や硫黄量トレンドについて調べることが重要であろう。

4.2 大気金属量と惑星質量の関係

太陽系の巨大惑星の大気金属量は惑星質量と正相関していることが知られている。そのため、系外惑星大気にも類似のトレンドが存在するかどうか以前より議論されてきた[107]。そこで、JWSTによる大気観測で報告されている大気金属量を惑星質量の関数として図8の左パネルにまとめた。まず、全体として大半の惑星は太陽組成の~3-30倍程度の大気金属量を保持していることが読み取れる。また、分散が大ききものの質量の高い惑星ほど低い金属量を示しているようにも見える。ただし、図8に掲載した大気金属量は様々な論文が別々の手法で推定した値となっており、各天体の金属量の値を比較するときは注意が必要である。大気金属量と惑星質量の関係をより定量的に議論するには、統一した手法で各大気観測のデータを均質に再解析することが今後必要である。

惑星形成論サイドから大気組成のトレンドを解釈する体制を整えることも重要である。惑星大気中の重元素の起源として、形成時に惑星大気に降着・蒸発した小石や微惑星[e.g.,108], 更に原始惑星系円盤ガスに含まれる蒸気[e.g.,109]が考えられる。近年、筆者は生駒大洋氏、奥住聡氏、木村真博氏と協力して、ダスト成長・破壊・蒸発・落下を考慮した原始惑星系円盤進化モデルと小石集積によるガス惑星形成モデルを組み合わせて、円盤乱流強度や惑星コア形成位置をランダムに変えた種族合成計算からどのような大気金属量トレンドが予想されるかを調べた[110]。

図8の右パネルに計算された惑星質量と大気金属量(酸素量で代表)の関係を示した。計算の結果、大気金属量と惑星質量の関係は惑星がH₂Oスノーラインの内側軌道と外側軌道のどちらで大気形成を完了したかに強く依存することが分かった。H₂Oスノーラインの外側で大気形成した場合は惑星質量と大気金属量には逆相関が現れるのに対して、内側では大気金属量は質量にあまり依らずに太陽組成の~3-10倍となる。形成軌道によるトレンドの違いは大気重元素の供給源が異なることで生じる。スノーライン以遠では水蒸気が凍結しているため、コア形成時に降着した水ダストが主な重元素供給源となる。暴走ガス降着以降はガス降着率が固体の降着率を凌駕するため、質量増加と共に大気金属量が減少する。一方でスノーライン内側の場合、円盤遠方からドリフトしてきた水ダストの蒸発によって円盤ガスは高い水蒸気濃度を持つ。そのため、暴走ガス降着以降も惑星は重元素に富んだ円盤ガスを大気として獲得する。結果として大気金属量は質量にあまり依存せず全体的に高い値となる。これらの結果より、大気金属量と惑星質量の関係は近接ガス惑星の多くが木星のような遠方軌道で元々形成したのか、あるいは現在の軌道により近い場所で形成したのかを診断する鍵となりうる。

一点注意したいのが、図8に示した計算ではダストの付着力が比較的高いことを仮定している。近年の円盤観測から、原始惑星系円盤遠方ではダストが壊れやすくダストの動系方向の移動が従来の想定より遅いことが示唆されている[111,112]。このような状況でスノーライン内側の水蒸気濃集が起きるかは定

かではない。現在、東京科学大学修士課程の池田義隆氏を主導として、円盤の降着過程を見直すことでダストが壊れやすい条件下における円盤の水蒸気濃集プロセスを調べているところである。

5. まとめと今後の展望

本稿では近年のJWSTによる系外惑星大気分野の進展も踏まえつつ、筆者のこれまでの系外惑星大気分野に関わる研究を紹介してきた。JWSTによって系外惑星分野は今まさに大変革を迎えていると言えるだろう。ホットジュピターからはH₂O, CO₂, CO, CH₄といった大気中の主要な酸素・炭素リザーバーを発見できるようになり、SO₂やNH₃などの酸素や炭素以外の元素を含む分子も見えるようになってきた。これまでは大気観測が難しかったサブネプチューンに対しても、CO₂などの大気組成を制約する手がかりが得られつつある。

一方で課題も多く残っている。例えばSiO₂主成分の雲[113]や雲の東西非対称[114-116]、メタン枯渇やReflective hazeの正体など、JWSTによる新たな発見の中には物理的な説明・解釈が満足になされていないものも少なくない。観測から類推される大気組成が大気モデルの仮定に強く依存する事例も報告されており[117]、モデル依存性を軽減する方法も今後模索する必要がある。また、大気組成を精度よく決定できた場合においても、結果を惑星形成の立場から解釈する土壌は未だ発展途上である。観測データの質が劇的に向上した今、大気物理・化学モデルや大気組成を解釈する惑星形成・円盤モデルもアップデートする必要があるだろう。一方、以前では大気モデルを観測的に検証すること自体が困難だったが、様々な観測的側面からモデルを検証することが現在では可能となり、大気の理論研究に取り組む楽しみとやり甲斐が増してきたと個人的に感じている。

我々を取り巻く研究環境もJWST以前から大きく変わった。公開コードが増えたことで大気スペクトルの計算や光化学計算の敷居が下がり、学生や他分野からの新規参入が以前より容易になった。AIの発達により、情報収集やコード開発の効率も加速度的に向上している。一定水準の研究が誰でもできるよ

うになりつつある今こそ、自分がその研究に取り組むことで生み出せる付加価値を意識する重要性が高まっていると筆者は感じている。筆者自身、解析的な議論による数値計算結果の一般化や複数分野の融合研究を推進することで独自性のある系外惑星大気研究を行えるよう意識してきた。今後もこれまでの雲・ヘイズ研究の知見を活かし、系外惑星における雲やヘイズ微物理、多次元構造、大気温度・化学構造へのフィードバックを見直すことで、現状では物理的説明が十分なされていないJWST観測の解釈に取り組み、系外惑星大気観測の知見から系外惑星系の起源に迫るような研究に取り組んでいきたい。

謝辞

本記事は日本惑星科学会2024年度最優秀研究者賞の受賞記念論文として執筆させていただきました。まず初めに、推薦してくださった博士指導教員である東京科学大学の奥住聡氏と研究を評価してくださった選考委員会の皆様にご心から感謝します。このような名誉ある賞を頂き大変光栄であると同時に自分のような若輩者が受け取って良いのかと恐れ多くも思っております。学会賞の名に恥じぬよう、今後もより一層研究活動に励みたいと考えております。惑星科学会の皆様、今後ともどうかよろしく願いいたします。

本記事は筆者の博士修了以降に東京工業大学、カリフォルニア大学サンタクルーズ校、国立天文台にて行った研究に基づいています[13,61,69,74,87,101,102,110]。ポストドクとして暖かく迎え入れてくださった受け入れ教員のJonathan Fortney氏、Xi Zhang氏、生駒大洋氏には深く感謝申し上げます。また、丁寧なレビューと多くのコメントをくださった匿名の査読者様、本記事で紹介しきれなかった研究も含めてお世話になった共同研究者の田崎亮氏、川島由依氏、田中佑希氏、植田高啓氏、野津翔太氏、中澤風音氏、池田義隆氏、木村真博氏、伊藤裕一氏、永田太郎氏、岡本珠美氏、稲井雅之氏、Xinting Yu氏、Everet Schlawin氏、Luis Welbanks氏、Taylor Bell氏、Sagnick Mukherjee氏、Adina Feinstein氏、Munazza Alam氏、Pa Chia Thao氏、Elsbeth Lee氏、

Jerry Xuan氏にはこの場をお借りして深くお礼申し上げます。最後に、本記事の執筆の機会を下された編集長の三浦均氏に感謝申し上げます。本記事はNASA Exoplanet Archiveの系外惑星データを使用しています。本記事の図はOhno (2024)[61]⁷、Ohno & Tanaka (2021)[69]⁸、Ohno & Fortney (2022)[74]⁹、Ohno et al. (2025)[87]¹⁰、Ohno et al. (2026)[110]の図を一部改変し掲載させて頂いたものです。

参考文献

- [1] Oberg, K. et al., 2011, *The Astrophysical Journal Letters* 743, 16.
- [2] Mordasini, C. et al., 2016, *The Astrophysical Journal* 832, 41.
- [3] 大野 和正, 2022, *遊星人* 31, 2.
- [4] Rogers, L. A. and Seager, S., 2010, *The Astrophysical Journal* 712, 974.
- [5] Guillot, T. et al., 2023, *Protostars and Planets VII*, 534, 947.
- [6] Kempton, E. and Knutson, H., 2024, *Reviews in Mineralogy and Geochemistry* 90, 411.
- [7] Espinoza, N. and Perrin, M., 2025, arXiv:2505.20520.
- [8] Madhusudhan, N. et al., 2025, *PNAS* 122, e2416194122.
- [9] 大野 和正, 2020, *遊星人* 29, 3.
- [10] 川島 由依, 2020, *遊星人* 29, 2.
- [11] Heng, K. and Kitzmann, D., 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 470, 2972.
- [12] Lecavelier des Etangs, A. et al., 2008, *The Astronomy & Astrophysics* 481, 83.
- [13] Ohno, K. and Kawashima, Y., 2020, *The Astrophysical Journal* 895, 47.
- [14] Kawashima, Y. and Ikoma, M., 2019, *The Astrophysical Journal* 877, 109.

⁷DOI 10.3847/1538-4357/ad8e67

⁸DOI 10.3847/1538-4357/ac1516

⁹DOI 10.3847/1538-4357/ac6029

¹⁰DOI 10.3847/2041-8213/ada02c

- [15] Pont, F. et al., 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 432, 291.
- [16] Sing, D. et al., 2016, *Nature* 529, 7584.
- [17] Feng, K. et al., 2016, *The Astrophysical Journal* 829, 52.
- [18] Taylor, J. et al., 2020, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 493, 4342.
- [19] Taylor, J. et al., 2021, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 506, 1309.
- [20] Schlawin, E. et al., 2024, *The Astronomical Journal* 168, 104.
- [21] JWST Transiting Exoplanet Community Early Release Science Team et al., 2023, *Nature* 614, 649.
- [22] Ahrer, E. et al., 2023, *Nature* 614, 653.
- [23] Rustamkulov, Z. et al., 2023, *Nature* 614, 659.
- [24] Alderson, L. et al., 2023, *Nature* 614, 664.
- [25] Feinstein, A. et al., 2023, *Nature* 614, 670.
- [26] Wakeford, H. et al., 2018, *The Astronomical Journal* 155, 29.
- [27] Carter, A. and May, E. et al., 2024, *Nature Astronomy* 8, 1008.
- [28] Powell, D. et al., 2024, *Nature* 626, 979.
- [29] Wiser, L. et al., 2025, *PNAS* 122, e2416193122.
- [30] Moses, J. et al., 2011, *The Astrophysical Journal* 737, 15.
- [31] Line, M. et al., 2011, *The Astrophysical Journal* 717, 496.
- [32] Fortney, J. et al., 2010, *The Astrophysical Journal* 709, 1396.
- [33] Tsai, S. et al., 2023, *Nature* 617, 483.
- [34] Zahnle, K. et al., 2009, *The Astrophysical Journal* 701, 20.
- [35] Hobbs, R. et al., 2021, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 506, 3186.
- [36] Tsai, S. et al., 2021, *The Astrophysical Journal* 923, 264.
- [37] Fortney, J. et al., 2020, *The Astronomical Journal* 160, 288.
- [38] Fortney, J. et al., 2021, *Journal of Geophysical Research* 126, 06629.
- [39] Stevenson, K. et al., 2010, *Nature* 464, 1161.
- [40] Kreidberg, L. et al., 2018, *The Astrophysical Journal* 858, 6.
- [41] Benneke, B. et al., 2019, *Nature Astronomy* 3, 813.
- [42] Bell, T. et al., 2023, *Nature* 623, 709.
- [43] Madhusudhan, N. et al., 2023, *Nature* 956, 13.
- [44] Benneke, B. et al., 2024, arXiv2043.03325.
- [45] Crouzet, N. et al., 2025, *The Astronomy & Astrophysics* 703, 264.
- [46] Welbanks, L. et al., 2024, *Nature* 630, 836.
- [47] Mukherjee, S. et al., 2025, *The Astrophysical Journal Letters* 982, 39.
- [48] Morley, C. et al., 2015, *The Astrophysical Journal* 815, 110.
- [49] Gao, P. et al., 2020, *Nature Astronomy* 4, 951.
- [50] Lavvas, P. and Arfaux, A., 2021, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 502, 5643.
- [51] Fukui, A. et al., 2014, *The Astrophysical Journal* 790, 108.
- [52] Estrela, R. et al., 2014, *The Astronomical Journal* 2106, 10292.
- [53] Kempton, E. et al., 2023, *Nature* 620, 67.
- [54] Gao, P. et al., 2023, *The Astrophysical Journal* 951, 96.
- [55] Angus, J. and Hayman, C., 1988, *Science* 241, 913.
- [56] Butler, J. et al., 2009, *Journal of Physics: Condensed Matter* 21, 36.
- [57] Bachmann, P. et al., 1991, *Diamond & Related Materials* 1, 1.
- [58] Goodwin, D., 1993, *Journal of Applied Physics* 74, 11.
- [59] Harris, S. and Goodwin, D., 1993, *The Journal of Physical Chemistry* 97, 23.
- [60] May, P., 2007, *Journal of Applied Physics* 101, 3115.
- [61] Ohno, K., 2024, *The Astrophysical Journal* 977, 188.
- [62] Frenklach, M. and Wang, H., 1991, *Physical Review B (Condensed Matter)* 43, 2.
- [63] Appel, J. et al., 2000, *Combustion and Flame* 121, 122.

- [64] Lee, E. and Chiang, E., 2016, *The Astrophysical Journal* 817, 90.
- [64] Lopez, E. and Fortney, J., 2014, *The Astrophysical Journal* 792, 1.
- [65] Wang, L. and Dai, F., 2018, *The Astrophysical Journal* 860, 175.
- [66] Wang, L. and Dai, F., 2019, *The Astrophysical Journal* 873, 1.
- [67] Kawashima, Y. et al., 2019, *The Astrophysical Journal Letters* 876, 5.
- [68] Gao, P. and Zhang, X., 2020, *The Astrophysical Journal* 890, 93.
- [69] Ohno, K. and Tanaka, Y., 2021, *The Astrophysical Journal* 920, 124.
- [70] Libby-Roberts, J. et al., 2020, *The Astrophysical Journal* 159, 57.
- [71] Fossati, L. et al., 2017, *The Astronomy & Astrophysics* 598, 90.
- [72] Zuluaga, J. et al., 2015, *The Astrophysical Journal Letters* 803, 14.
- [73] Piro, L. and Vissapragada, S., 2019, *The Astronomical Journal* 159, 131.
- [74] Ohno, K. and Fortney, J., 2022, *The Astrophysical Journal* 930, 50.
- [75] Alam, M. et al., 2022, *The Astrophysical Journal Letters* 927, 5.
- [76] Libby-Roberts, J. et al., 2025, arXiv2505.21358.
- [77] Kreidberg, L. et al., 2014, *Nature* 505, 69.
- [78] Knutson, H. et al., 2014, *Nature* 505, 66.
- [79] Aguichine, A. et al., 2021, *The Astrophysical Journal* 914, 84.
- [80] Zeng, L. et al., 2019, *PNAS* 116, 9723.
- [81] Ohno, K. and Okuzumi, S., 2017, *The Astrophysical Journal* 835, 261.
- [82] Ohno, K. and Okuzumi, S., 2018, *The Astrophysical Journal* 859, 34.
- [83] Ohno, K. et al., 2020, *The Astrophysical Journal* 891, 131.
- [84] Schlawin, E. et al., 2024, *The Astrophysical Journal Letters* 974, 33.
- [85] Hu, R. and Seager, S., 2014, *The Astrophysical Journal* 784, 63.
- [86] Gao, P. and Benneke, B., 2018, *The Astrophysical Journal* 863, 165.
- [87] Ohno, K. et al., 2025, *The Astrophysical Journal Letters* 979, 7.
- [88] Khare, B. et al., 1984, *Icarus* 60, 127.
- [89] He, C. et al., 2024, *Nature Astronomy* 8, 182.
- [90] Corrales, L. et al., 2023, *The Astrophysical Journal Letters* 943, 26.
- [91] Jones, A. and Ysard, N., 2022, *The Astronomy & Astrophysics* 657, 128.
- [92] Kataria, T. et al., 2014, *The Astrophysical Journal* 785, 92.
- [93] Zhang, X. and Showman, A., 2017, *The Astrophysical Journal* 836, 73.
- [94] Nixon, M. et al., 2024, *The Astrophysical Journal* 970, 28.
- [95] Beatty, T. et al., 2024, *The Astrophysical Journal* 970, 10.
- [96] Piaulet-Ghorayeb, C. et al., 2024, *The Astrophysical Journal* 974, 10.
- [97] Ahrer, E. et al., 2025, *The Astrophysical Journal Letters* 985, 10.
- [98] Gordon, T. et al., 2025, arXiv2511.18196.
- [99] Mukherjee, S. et al., 2025, *The Astrophysical Journal* 982, 39.
- [100] Ohno, K. and Ueda, T., 2021, *The Astronomy & Astrophysics* 651, 2.
- [101] Ohno, K. and Fortney, J., 2023, *The Astrophysical Journal* 946, 18.
- [102] Ohno, K. and Fortney, J., 2023, *The Astrophysical Journal* 956, 125.
- [102] Fortney, J. et al., 2007, *The Astrophysical Journal* 659, 1661.
- [103] Kama, M. et al., 2019, *The Astrophysical Journal* 885, 114.
- [104] Turrini, D. et al., 2021, *The Astrophysical Journal* 909, 40.
- [105] Altwegg, K. et al., 2020, *Nature Astronomy* 4, 533.
- [106] Nakazawa, K. and Ohno, K., 2026, *The Astrophysical Journal*, in press (arXiv2602.05300).
- [107] Welbanks, L. et al., 2019, *The Astrophysical*

Journal Letters 887, 20.

- [108]Shibata, S. and Helled, R., 2022, The Astrophysical Journal Letters 926, 37.
- [109]Schneider, A. and Bitsch, B., 2021, The Astronomy & Astrophysics 654, 71.
- [110]Ohno, K. et al., 2026, PASJ, in press (arXiv:2506.16060).
- [111]Okuzumi, S. and Tazaki, R., 2019, The Astrophysical Journal 878, 132.
- [112]Ueda, T. et al., 2024, Nature Astronomy 8, 1148.
- [113]Grant, D. et al., 2023, The Astrophysical Journal Letters 956, 32.
- [114]Murphy, M. et al., 2025, The Astrophysical Journal 170, 61.
- [115]Tada, S. et al., 2025, The Astronomical Journal 169, 255.
- [116]Fu, G. et al., 2025, The Astronomical Journal Letters 989, 17.
- [117]Kawahara, H. et al., 2025, The Astrophysical Journal 985, 263.

著者紹介

大野 和正



国立天文台科学研究部特任助教(天文台フェロー)、東京工業大学理学院地球惑星科学系博士課程修了。博士(理学)。東京工業大学理学院地球惑星科学系にて特任研究員、カリフォルニア大学サンタクルーズ校にて日本学術振興会海外特別研究員、国

立天文台科学研究部にて特任研究員を経て、2024年7月より現職。専門は系外惑星大気、特に雲・ヘイズの微物理モデリングと大気観測スペクトルの解釈。日本天文学会、日本惑星科学会、日本地球惑星科学連合に所属。