

大気成分凝縮による巨大氷惑星の惑星放射強度と熱進化加速

黒崎 健二¹, 生駒 大洋^{2,3}

2017年7月8日受領, 査読を経て2017年11月24日受理.

(要旨) 現在の惑星放射は惑星の形成時における過去の集積の記録を反映しており, 惑星形成プロセスを制約する上で重要である. 惑星は高温の初期状態から大気からの放射によって冷却していく. したがって, 大気の状態は惑星の冷却効率に影響を与える. これまでの巨大惑星の冷却では大気の組成は進化を通して不変であると仮定していた. しかし, 巨大氷惑星では, 形成初期において重元素に富む大気を持っていたことが, 惑星形成論から示唆されている. これら重元素は低温環境下では凝縮すると考えられる水, アンモニア, メタンを含み, これらの成分が大気の温度構造に影響を与える. 本研究は凝縮による惑星放射と惑星熱進化への影響を定量的に調べた. 凝縮による潜熱解放によって大気の温度を維持し, 高い惑星放射を維持することにより惑星の冷却効率が上がることを示した. このことは, 天王星の放射強度が理論的な推定よりも小さいという問題に重要な示唆を与える, また, 重元素に富んだ大気を持つ巨大氷惑星は中間赤外で明るくなることもわかり, 太陽系外の巨大氷惑星の直接撮像にとっても重要な示唆を与えることができた.

1. 導入

巨大惑星の赤外放射強度は惑星がどのような形成や進化を経て現在に至ったか, 内部で何が起きていたのかを理解する上でよく使われる. 形成期において巨大惑星は膨大な重力エネルギーを獲得し, 放射によってエネルギーを捨てることによって熱進化を経験している. したがって, 巨大惑星は初期は高温, 高放射強度で半径も大きく, 時間の経過に伴い温度が下がり放射も弱く半径も小さくなっていく. 観測された赤外放射強度(以下, 赤外放射)を, 惑星の熱進化を時間積分し理論計算によって得られた惑星放射と比較すると, 以下に述べるように, 過去の氷惑星の熱進化の理論モデルの仮定には不十分な点があり, これが新しい発見につながることに気づく.

Hubbardは, 木星の熱進化計算を始めに行い, 木星内部が全対流で均質な構造を持っていると仮定して

観測された惑星半径と惑星放射を整合的に説明することに成功した[1]. 一方, 土星に木星と同様の議論をしても土星の放射は説明できない. この違いは木星内部でのHe成分の不混和が原因とされている[2]. 巨大氷惑星の熱進化も組成の違いはあるが, 同様の熱進化モデルを用いて議論されている. 近年では系外惑星の放射光も直接撮像されている[3]. 直接撮像で発見された惑星の質量は直接観測されていないが, 放射強度の理論推定と比較することで質量を制約している. これらの研究を通して, 巨大ガス惑星の惑星放射や熱進化などを議論することは, 惑星の起源や性質を理解する上で重要となる.

本研究では巨大氷惑星に焦点を当てる. 太陽系内の巨大氷惑星である天王星と海王星は質量, 半径共によく似ていることから, ほとんど同じようなバルク組成を持っていると考えられている. しかし, 天王星の放射強度は海王星と比較して10倍も小さいため, 暗い天体であるといえる[4]. 実際には, 木星と同じように高温の初期状態から全対流し化学的に一様な構造を仮定した理論計算を行って, 天王星の放射強度を計算す

1. 名古屋大学

2. 東京大学

3. ビッグバン宇宙国際研究センター (RESCEU)

kurosaki.k@nagoya-u.jp

ると、理論計算の結果と観測結果が一致せず、観測で示されるほど惑星放射を小さくできないことがわかっている [5, 2, 6]. これらの問題は30年の間解決されてこなかった。太陽系外では海王星サイズの天体が多く発見されていることがわかっている [7]. したがって、これら海王星サイズの天体の形成過程を理解することは天文学や惑星科学において主要な問題である。海王星サイズの天体はまだ直接撮像がなされていないが、今後の望遠鏡(例えば、WFIRST-AFT[8])によって観測される可能性もある。

巨大氷惑星の熱進化はこれまでのところ内部および大気の組成分布は形成されてから現在まで変化しないと仮定してきた。しかし、近年の形成理論研究から内部および大気は、形成時にはもっとダイナミックに変化していたと考えられる。例えば、ペブルや衝突破片のようなものが巨大氷惑星のコアに集積する可能性が指摘されている [9, 10]. そのような小さな破片はエンベロープ中で蒸発し、巨大ガス惑星の集積を加速させる効果をもたらす [11, 12]. また、海王星サイズの天体は巨大衝突を経験した可能性もあり、内部の組成分布を大きく変えると考えられる [13]. 巨大氷惑星は H_2O , NH_3 , CH_4 のような多量の氷成分を内部に含むため、それら氷成分が巨大衝突によって大気に再分配される可能性もある。

そこで本研究は、氷成分に富む大気を持った巨大氷惑星の熱進化を定量的に評価する。巨大氷惑星が形成初期に多量の氷成分を大気に保持していたと仮定する。それら氷成分が凝縮すると潜熱の解放の影響により、大気温度構造に影響を与え、乾燥断熱温度勾配の状況よりも大気温度が高くなる。結果として、大気温度構造の変化によって巨大氷惑星の冷却が加速されることを示す。

水素ヘリウム大気中において、氷成分量がある閾値を超えると、分子量の勾配が生じることによって、対流を妨げる効果を持つ。凝縮成分が水素よりも重い分子種であるため、大気中で平均分子量に勾配を作る。Leconte et al.(2016)によると、天王星や海王星の CH_4 の混合率では、対流抑制の閾値を上回っていることが知られている [14]. 一方で、天王星や海王星の大気は CH_4 の雲は観測されていることから、大気中で氷成分が凝結し雲が形成することによる影響が存在すると考えられる [15].

論文の構成を以下に述べる。2節では大気構造、内部構造、熱進化計算の理論モデルと計算手法について述べる。3節では氷成分に富んだ大気をもつ惑星の進化計算の計算結果を示す。4節ではこれまでの結果を受けて、天王星の放射強度の問題(4.1節)、若い天王星サイズの天体の観測可能性(4.2節)、モデルの妥当性(4.3節)について述べ、5節で結論とまとめを述べる。

2. 計算モデル

本研究では、大気中の氷成分の凝縮を考慮した巨大氷惑星の熱進化を数値計算する。惑星は球対称な静水圧平衡を保ち、上層から(1)水素、ヘリウム、水、アンモニア、メタンで構成された大気、(2)水素、ヘリウム、水からなるエンベロープ、(3)氷成分からなるマントル、(4)岩石コアの4層構造で構成されている。それぞれの境界では圧力と温度が連続でつながっている。(2)、(3)、(4)の各層では全対流しておりそれぞれ等エントロピーで一様な組成分布を持つと仮定する。

2.1 内部構造

内部構造は以下の偏微分方程式によって計算される。

$$\frac{\partial P}{\partial M_r} = -\frac{GM_r}{4\pi r^4}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial r}{\partial M_r} = \frac{1}{4\pi r^2 \rho}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial M_r} = -\frac{GM_r T}{4\pi r^4 P} \nabla, \quad (3)$$

また状態方程式は以下のように表される。

$$\rho = \rho(P, T, X_i), \quad (4)$$

このとき r は惑星中心からの距離、 M_r は半径 r の球の内部に存在する質量、 P は圧力、 ρ は密度、 T は温度、 X_i は成分、 G は万有引力定数 ($= 6.67 \times 10^{-8} \text{ dyn cm}^2 \text{ g}^{-2}$) である。 ∇ は断熱温度勾配を表し、

$$\nabla = \nabla_{\text{ad}} = \left(\frac{\partial \ln T}{\partial \ln P} \right)_S \quad (5)$$

で表される。

状態方程式は、水素及びヘリウムは [16]、水は SESAME 7150 [17]、岩石は [18] を用いた。エンベロープ中における水素、ヘリウム、水の混合は、体積加算 [16] を仮定し

$$\frac{1}{\rho} = (1 - Z_0) \left(\frac{X}{\rho_H} + \frac{Y}{\rho_{He}} \right) + \frac{Z_0}{\rho_{H_2O}}, \quad (6)$$

と表す。このとき、 X , Y , Z_0 はそれぞれ水素、ヘリウム、水の質量分率を示し、 ρ_H , ρ_{He} , ρ_{H_2O} はそれぞれ水素、ヘリウム、水の密度を表す。水素とヘリウムの比率は、重元素を省いた原始星の質量分率で表し、 $X=0.72$, $Y=0.28$ を用いた[19]。高温高压条件下でのアンモニア及びメタンの振る舞いはほとんど分かっているため、それらの状態方程式は先行研究に倣い水の状態方程式で代用した[6]。本研究における Z_0 は水、アンモニア、メタンの質量比の総和として扱う。

2.2 大気構造

大気構造は平行平板な放射対流平衡構造を持つと仮定する。このとき、単位時間単位面積あたりに惑星の外に放出されるフラックスの総量を大気中の正味フラックスとし、大気中の正味フラックスは一定であると仮定する。惑星大気はガス成分として、 H_2 , He , H_2O , NH_3 , CH_4 及び凝縮物として H_2O , NH_3 , CH_4 を含む。以降、 H_2O , NH_3 , CH_4 は揮発性成分と表記する。それら揮発性成分は相平衡の条件、すなわち飽和蒸気圧によって決定される。大気と内部の境界(すなわち大気の下端)における圧力 P_{btm} と表記する。以下の計算では P_{btm} を100 barとする。 P_{btm} の値を変えても結果や結論に大きく影響しない。 P_{btm} は氷成分が大気では凝縮し、内部では凝縮しないような圧力に設定する必要がある。一方で、大気の質量が無視できるほど小さくなるような P_{btm} の方がよい。100 barの設定はそれらの仮定を満たす圧力である。ただし、熱進化が進んで大気温度が低下していくと、100 barより深い場所においても凝縮するような温度になる。これより深い場所でも H_2O は凝縮しているが、水の臨界圧力は220.64 barであり、それよりも高压の場所では超臨界流体として振舞っている。この場合、水成分は固体に凝縮できず、水素ガスと混合してしまうことが、第一原理計算3から示唆されている[?]。したがって、低温度において、100-220 barの間では条件が破れてしまう。しかし、臨界点付近の領域は惑星全体と比較して狭い領域であるため、惑星熱進化全体への影響は小さいと仮定しており、臨界点付近の詳細な取り扱いは今後の課題である。放射層(成層圏)における大気温度構造は解析解

$$\sigma T^4 = F_{top} \frac{\tau + 1}{2} + \frac{\sigma T_{eq}^4}{2} \left[1 + \frac{\kappa_{th}}{\kappa_v} + \left(\frac{\kappa_v}{\kappa_{th}} - \frac{\kappa_{th}}{\kappa_v} \right) \exp^{-\tau} \right] \quad (7)$$

を用いた[20]。このとき、 F_{top} は正味フラックス、 T_{eq} は平衡温度、 κ_{th} 及び κ_v は長波長及び短波長の平均吸収係数、及び κ_v は長波長及び短波長の光学的厚さ、 σ はシュテファンボルツマン定数($=5.67 \times 10^{-5}$ erg $cm^{-2} K^{-4} s^{-1}$)である。光学的厚さ τ は $d_\tau = -\rho_{thdr}$ と定義される。

κ_{th} はロスランド平均吸収係数を用い、 $\kappa_v = 0.1 \kappa_{th}$ を仮定した。この仮定は、ホットジュピターの解析解による温度構造と放射平衡計算による温度構造を比較して妥当であることがわかっている[?]。ここでは、短波長放射での反射率は無視し、単散乱アルベドは1を仮定する。本研究の大気モデルは、短波長の放射を考慮した詳細な大気構造モデル[?]と比較して、 $\tau > 1$ の領域では短波長放射の影響がほとんどないことを確認した。

H_2 と He の吸収係数は[21]を用いた。このデータは密度 $\rho = 2.5 \times 10^{-12}$ から 10 g cm^{-3} 、温度 $T = 10^2$ から 10^4 Kの範囲のデータを扱っている。 H_2O , NH_3 , CH_4 の吸収係数はHITRAN 2012データベース[22]から導いたラインプロファイルを用いて計算した。ラインプロファイルの計算に用いるVoigt関数は近似式を用いた[23]。単色吸収係数 $\kappa(\nu)$ は

$$\kappa(\nu) = \frac{k_{\eta\eta'}(\nu, T, P)}{M}, \quad (8)$$

と計算される。このとき M は分子の質量、 $k_{\eta\eta'}$ は低い単位 η から高い単位 η' に遷移したときの単色吸収係数を表す。ロスランド平均吸収係数は $H_2(\kappa_{H_2})$, $He(\kappa_{He})$, $H_2O(\kappa_{H_2O})$, $NH_3(\kappa_{NH_3})$, $CH_4(\kappa_{CH_4})$ のラインプロファイルから計算する。吸収係数は κ_{th}

$$\kappa_{th} = x_{H_2} \kappa_{H_2} + x_{He} \kappa_{He} + x_{H_2O} \kappa_{H_2O} + x_{NH_3} \kappa_{NH_3} + x_{CH_4} \kappa_{CH_4} \quad (9)$$

として計算する。このとき、 x_{H_2} , x_{He} , x_{H_2O} , x_{NH_3} , x_{CH_4} はそれぞれ H_2 , He , H_2O , NH_3 , CH_4 のモル分率を表す。

対流層(対流圏)での温度勾配は擬湿潤断熱温度勾配[24]を用いて表す。 N 種の成分(j 種の凝縮しない成分を含む)からなる擬湿潤断熱温度勾配は

$$\frac{d \ln T}{d \ln P} = \nabla_{dry} \frac{1 + \sum_{i=j+1}^N \frac{x_i}{1-x_i} \frac{d \ln p_i^*}{d \ln T}}{1 + \sum_{i=j+1}^N \frac{R_g}{C_p} \frac{x_i}{1-x_i} \frac{d \ln p_i^*}{d \ln T}}, \quad (10)$$

と表される。このとき、 ∇_{dry} は凝縮を考慮しない断熱温度勾配(すなわち乾燥断熱温度勾配)を表す。 $C_p = \sum_{i=1}^N \mathbf{x}_i C_{p,i}$ は平均定圧熱容量、 \mathbf{x}_i 及び p_i^* はそれぞれモル分率と成分 i ($i = j+1, \dots, N$)の蒸気圧を表す。 H_2O の蒸気圧はNakajima et al.(1992) [25], NH_3 と CH_4 の蒸気圧はSanchez et al.(2004) [26]をそれぞれ用いた。 H_2O , NH_3 , CH_4 の定圧熱容量は気体定数 R_g を用いて、 $4 R_g$ と仮定する。本研究では H_2O は大気温度が500 K以下、 NH_3 と CH_4 は300 K以下であるため、この温度範囲では、これらの仮定がよい近似であることが実験から示されている。また大気モデルにおいて、凝縮成分大気の状態方程式の非理想性は考慮していない。これは、 τ が1程度より小さい部分では影響が無視できるためである。

放射輸送方程式は、エディントン近似を仮定して計算する。上向き放射フラックスを F_{IR}^+ 、下向き放射フラックスを F_{IR}^- とすると、

$$F_{\text{IR}}^+(\tau) = \pi B(\tau) - \int_{\tau_0}^{\tau} \frac{d}{d\tau'} (\pi B(\tau')) \exp\left(-\frac{3}{2}(\tau' - \tau)\right) d\tau', \quad (11)$$

$$F_{\text{IR}}^-(\tau) = \pi B(\tau) - \int_0^{\tau} \frac{d}{d\tau'} (\pi B(\tau')) \exp\left(-\frac{3}{2}(\tau - \tau')\right) d\tau' - \pi B(0) \exp\left(-\frac{3}{2}\tau\right), \quad (12)$$

また正味の放射フラックスは

$$F_{\text{rad}} = F_{\text{IR}}^+ - F_{\text{IR}}^- - F_{\text{irr}}, \quad (13)$$

となり、対流フラックスを含めた正味フラックスは

$$F_{\text{net}} = F_{\text{rad}} + F_c, \quad (14)$$

と表せる。このとき、 $B(\tau)$ は黒体放射、 F_c は対流フラックス、 F_{irr} は主星からの直達光のフラックスである。このとき、 $F_{\text{top}} = F_{\text{IR}}^+(\tau = 0)$ である。正味フラックスは大気の全域を通して一定であり、対流フラックスは成層圏では0になると仮定する。

2.3 熱進化

熱進化を計算するために、エネルギー保存より

$$\frac{\partial L_r}{\partial M_r} = -T \frac{dS}{dt} \quad (15)$$

を積分する。このとき、 S はエントロピー、 L_r は半径 r の球面から通るエネルギーフラックスの総量、 t は時間である。この式を惑星の中心部から上端まで積分することにより、惑星固有のエネルギーフラックス L_{int}

は

$$L_{\text{int}} = - \left[\frac{dS_{\text{env}}}{dt} \int_{M_c+M_m}^{M_p} T dM_r + \frac{dS_m}{dt} \int_{M_c}^{M_c+M_m} T dM_r + \frac{dS_c}{dt} \int_0^{M_c} T dM_r \right], \quad (16)$$

と計算される。このとき、 S_{env} 、 S_m 、 S_c はそれぞれエンベロープ、マントル、コアのエントロピーを表し、 M_c と M_m はそれぞれコア質量とマントル質量を表す。 L_{int} は惑星半径 R_p と大気上端から放射されるエネルギーフラックス F_{top} を用いて、 $L_{\text{int}} = 4\pi R_p^2 F_{\text{top}}$ と表される。

2.4 数値計算手法

(16)式の数値計算方法は以下の手続きによって行う。まず、大気構造を計算することによって、内部構造の外側境界条件に対応する L_{int} を計算する。次に、 P_{bim} (=100 bar)における T_{bim} を決定し、これらを用いてエンベロープのエントロピーを計算する。その大気下端条件を持つ、惑星の大気構造を計算する。そのために、成層圏と対流圏の境界となる F_{top} と P_{ad} を仮定し、(7)式と(10)式を用いて大気温度構造を計算する。その温度構造から、(11)-(14)式を用いて、上向き放射フラックスと下向き放射フラックスを計算し、対流圏界面での圧力 P_{ad} を放射の正味フラックスの発散を計算することで求める。すなわち、対流圏界面では、 i 番目と $i+1$ 番目の大気グリッドで

$$\frac{dF_{\text{rad}}}{d\tau} \sim \frac{F_{\text{rad}}^{i+1} - F_{\text{rad}}^i}{\tau_{i+1} - \tau_i} < 0 \quad (17)$$

一方、成層圏では

$$\frac{dF_{\text{rad}}}{d\tau} \sim \frac{F_{\text{rad}}^{i+1} - F_{\text{rad}}^i}{\tau_{i+1} - \tau_i} \geq 0, \quad (18)$$

を満たす。このとき、大気上端の圧力 $P_{\text{top}} = 1 \times 10^{-5}$ barsと仮定する。(7)式から導いた対流圏界面での温度が、(10)式から導いた温度よりも低い(高い)ならば、仮定した P_{ad} は本来の値よりも大きい(小さい)ことになる。したがって、次のステップでの P_{ad} は小さく(大きく)する。また、 F_{top} は(11)式で計算された値に置き換える。以上の反復計算を行い、 P_{ad} と F_{top} を求め、対流圏界面での温度の相対誤差が1%となるまで計算する。

惑星の岩石コア質量(M_c)、水マントル質量(M_m)、エンベロープ質量(M_e)は惑星全体の重元素量(Z_{tot})、エンベロープ中の重元素量(Z_0)、水と岩石の質量比

Z_w を用いて,

$$\frac{M_c}{M_p} = (1 - Z_w) \cdot Z_{\text{tot}}, \quad (19)$$

$$\frac{M_m}{M_p} = Z_w \cdot Z_{\text{tot}} - \frac{Z_0(1 - Z_{\text{tot}})}{1 - Z_0}, \quad (20)$$

$$\frac{M_c}{M_p} = 1 - Z_{\text{tot}} + \frac{Z_0(1 - Z_{\text{tot}})}{1 - Z_0}, \quad (21)$$

と求められる。このとき、 $M_{e,w}$ はエンベロープ中の水の総質量である。

最後に、(16)式の数値積分を以下のように計算する。それぞれの計算ステップで、異なる二つの T_{btm} の構造を計算する。(1)-(4)式を大気下端の境界条件 $M_r = M_p$ (大気の質量を無視する) から惑星中心 $M_r = 0$ に向かって4次のルンゲクッタ法を用いて計算する。そして、惑星の内側境界条件(すなわち $M_r = 0$ で $r = 0$) を満たす惑星半径 R_p を求める。このとき、 P_{ad} と F_{top} を決定するためには惑星重力(すなわち惑星半径 R_p) の値が必要になるため、惑星大気構造と内部構造が整合的になるためにそれぞれを反復計算した。2次精度の差分方程式にした(16)式を用いて時間刻み Δt を

$$\Delta t = -\frac{C}{L_{\text{int}}(t + \Delta t) + L_{\text{int}}(t)} \quad (22)$$

によって計算する。このとき、

$$C = [S_{\text{env}}(t + \Delta t) - S_c(t)][\Theta_{\text{env}}(t + \Delta t) + \Theta_{\text{env}}(t)] \\ + [S_m(t + \Delta t) - S_m(t)][\Theta_m(t + \Delta t) + \Theta_m(t)] \\ + [S_c(t + \Delta t) - S_c(t)][\Theta_c(t + \Delta t) + \Theta_c(t)], \quad (23)$$

また、

$$\Theta_{\text{env}}(t) \equiv \int_{M_m + M_c}^{M_p} T(t) dM_r, \quad (24)$$

$$\Theta_m(t) \equiv \int_{M_c}^{M_m + M_c} T(t) dM_r, \quad (25)$$

$$\Theta_c(t) \equiv \int_0^{M_c} T(t) dM_r, \quad (26)$$

であり、 S_{env} 、 S_m 、 S_c はそれぞれエンベロープ、マントル、コアのエントロピーを表す。本研究の計算コードは、大気構造の計算は[25]をよく再現しており、惑星の内部構造は[18]のスーパーアースの質量-半径関係を再現することで、妥当性を確認した。

このモデルのパラメータ設定は、揮発性成分(すなわち、 H_2O 、 NH_3 、 CH_4)のモル分率の総和 $x_{\text{btm}}(t=0)$ 、初期の大気下端における $\text{NH}_3/\text{H}_2\text{O}$ 及び $\text{CH}_4/(\text{H}_2+\text{He})$ 、水素に対するヘリウムの存在比 Y 、大気下端における圧力 P_{btm} 、惑星全体の重元素質量比 Z_{tot} 、エンベロー

M_p [g]	T_{eq} [K]	Z_w	Z_{tot}
8.68×10^{28}	58.2	0.95	0.90
P_{btm} [bar]	x_{btm} [mol %]	$\text{NH}_3/\text{H}_2\text{O}$	$\text{CH}_4/(\text{H}_2+\text{He})$
100	2.3-50	0.135	0.023

表1: 基準となる計算パラメータ。

プ中の重元素質量比 Z_0 である。本研究では、氷/岩石質量比 $Z_w = 0.95$ を仮定した。 x_{btm} と Z_0 の関係は

$$x_{\text{btm}} = \frac{Z_0}{\frac{\mu_w}{\mu_H}(1 - Z_0) + Z_0}, \quad (27)$$

と表される。このとき、 μ_w と μ_H はそれぞれ H_2O (=18.0) 及び H_2 と He の太陽組成比で混合されたガスの分子量(=2.3)を表す。エンベロープ中における水の存在比は、進化を通じて一定であると仮定する。また、初期の $\text{NH}_3/\text{H}_2\text{O}$ は[19]より、 $\text{NH}_3/\text{H}_2\text{O} = 0.135$ と仮定する。また、天王星の CH_4 の混合比の観測[15]から、 $\text{CH}_4/(\text{H}_2+\text{He}) = 0.023$ を仮定した。表1は基準となるパラメータの値をまとめてある。

本研究では揮発性成分が凝縮するような低温環境下を対象とし、 T_{eq} は天王星の値(58.2 K)を用いた。主星からのフラックス(L_{eq})は $L_{\text{eq}} = 4\pi R_p^2 \sigma T_{\text{eq}}^4$ として計算する。最後に、惑星質量は天王星質量(= 8.68×10^{28} g)を仮定した。

3. 計算結果

3.1 大気構造

凝縮を考慮した大気構造計算の結果を示す。図1の左図は、 T_{btm} に対応する大気の T - P プロファイルを示す。また、図1に右図は圧力を光学的厚さ τ について書き直したものである。 H_2+He 、 H_2O 、 NH_3 、 CH_4 のモル分率はそれぞれ50.0%、43.0%、5.80%、1.18%とした。これは、 $x_{\text{btm}} = 0.5$ に対応するものである。大気構造は、大気下端から乾燥対流層、湿潤対流層、放射層(成層圏)の3つの部分からなる。乾燥対流層での温度勾配は最も多い分子種の熱容量で決まり、湿潤対流層での温度勾配は凝縮物の潜熱によって決まる。図1の緑の線は主要な凝結物が H_2O であることを示す。 T_{btm} が減少していくと、 T - P プロファイルが左側にむかってシフトしていく。これは、大気下層では大気構

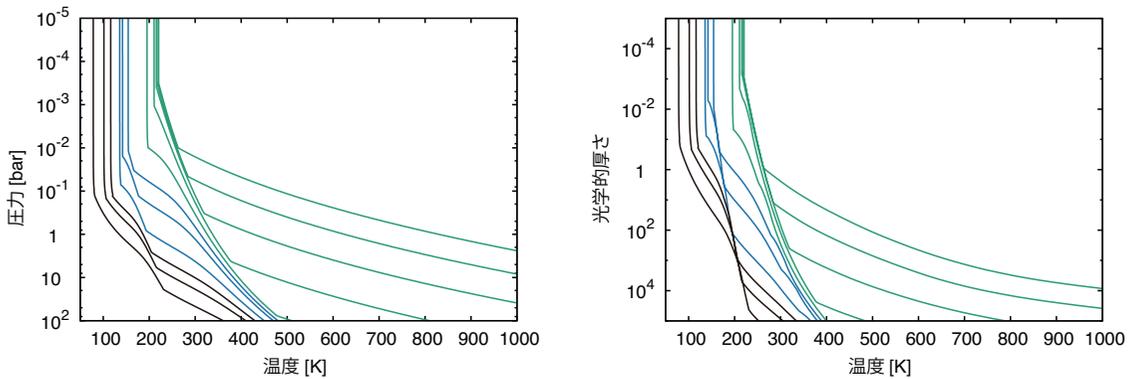


図1: 100barにおける温度 T_{btm} を変えた場合の大気温度圧力プロファイル(左図)と光学的厚さに対する温度プロファイル(右図). 大気は H_2 , He , H_2O , NH_3 , CH_4 から構成され, それぞれのモル率は45.6%, 4.42%, 43.0%, 5.80%, 1.18%である. H_2O , NH_3 , CH_4 の凝縮を考慮している. 緑, 青, 黒線は主要な凝縮成分がそれぞれ H_2O , NH_3 , CH_4 であることを示す. 平衡温度は58.2Kと仮定した.

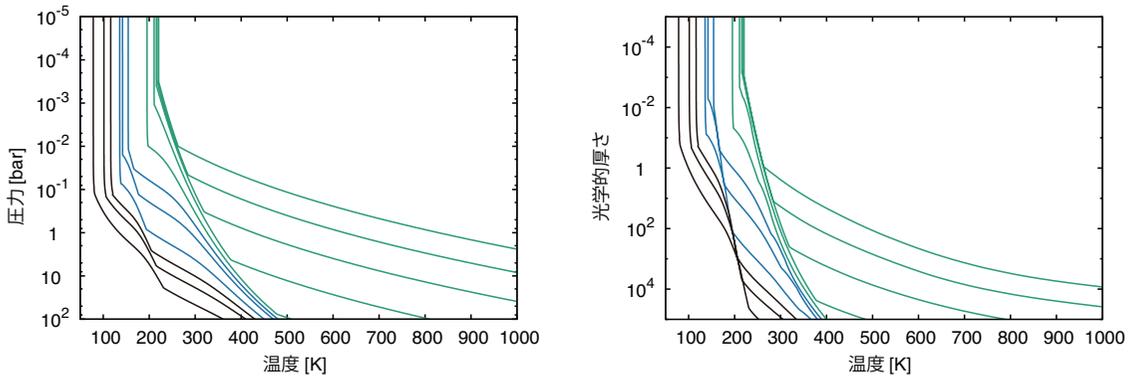


図2: 100barでの温度を600 K氷成分は H_2O , NH_3 , CH_4 を仮定し, その総量 $x_{\text{btm}}=2.3$ (赤), 10(緑), 20(青), 30(紫), 40(水色), 50(黒) mol %とする. 組成の比率は $\text{CH}_4/\text{H}_2=0.023$, $\text{NH}_3/\text{H}_2\text{O}=0.135$ と仮定し, 平衡温度は58.2Kとした.

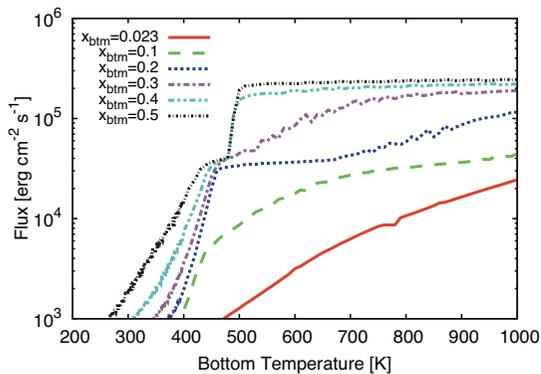


図3: 大気上端での放射強度 F_{top} と100barでの温度の関係. 氷成分は H_2O , NH_3 , CH_4 を仮定し, その総量 $x_{\text{btm}}=2.3$ (赤), 10(緑), 20(青), 30(紫), 40(水色), 50(黒) mol %とする. 組成の比率は $\text{CH}_4/\text{H}_2=0.023$, $\text{NH}_3/\text{H}_2\text{O}=0.135$ と仮定し, 平衡温度は58.2 Kとした.

造が H_2O の蒸気圧曲線によって決定されるためである. 光学的厚さに対する温度構造を見ると, $\tau=1$ での温度構造は湿潤対流層によって決まっていることがわかる.

この大気構造は, x_{btm} に強く影響を受ける. 図2はこの大気構造を示す. 氷成分を増やすことにより, 大気上層での温度が高くなり, 光学的厚さが1となる光球面での温度も高くなることわかる. この光球面における温度の上昇は, 大気上端から放射されるフラックスに影響を与える. 図2の右図(光学的深さと温度の関係)を見ると, 光学的深さが大きな部分において, x_{btm} が小さい場合の方が高温になっている(特に, $x_{\text{btm}}=2.3$ mol %). これは, 凝結による温度構造への

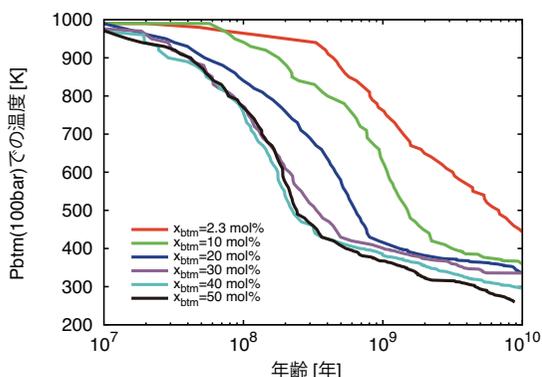


図4: T_{btm} の時間進化を、大気中の氷成分の総量($\text{H}_2\text{O} + \text{NH}_3 + \text{CH}_4$)を変えて計算した結果を示す。線の色は大気中の氷成分のモル分率を表し、それぞれ $x_{\text{btm}}=2.3$ (赤), 10(緑), 20(青), 30(紫), 40(水色), 50(黒) mol%の結果を示す。平衡温度は58.2 Kと仮定する。パラメータは表1の通りである。

影響及び比熱による温度勾配の影響が小さいことに加えて、吸収源となる氷成分がほとんどないため光学的に薄い大気となるためである。

図3は x_{btm} と T_{btm} に対する F_{top} の変化を表す。射出されるフラックスの凝縮の影響を見るために、 $x_{\text{btm}}=0.5$ (黒線)を見る。 $T_{\text{btm}} \geq 500$ Kの場合、 F_{top} はほぼ一定値をとる($= 3.3 \times 10^5 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$)。この値は[25]で示された H_2O 大気の射出限界に対応する値となっている。これは、大気温度構造が H_2O の凝縮対流によって決定されるためである。また、 $\tau \approx 1$ (以降では大気光球面と表記する)でも湿潤対流が発生している。そのため、光球面周辺での温度構造が H_2O の湿潤対流で決まるため、 F_{top} はほとんど一定値をとることになる。以降、そのような一定な F_{top} を射出限界と呼ぶ。

射出限界は NH_3 や CH_4 が凝縮するときも発生する。 F_{top} は $T_{\text{btm}} \approx 500$ Kあたりで急激に変化する。 T_{btm} が450 Kに到達すると、 F_{top} が NH_3 の凝縮による射出限界の値($\sim 3 \times 10^4 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$)まで減少し、 $T_{\text{btm}} \approx 420\text{--}450$ Kの範囲での減少は緩やかである。そして、 $T_{\text{btm}} \leq 420$ Kで NH_3 が枯渇し、 F_{top} が減少する。 x_{btm} が小さい場合、 NH_3 が少ないため $T_{\text{btm}} \approx 400$ Kで見られた小さな減少は見られないことがわかった。

$T_{\text{btm}} \leq 250$ Kの場合、大気構造は CH_4 の凝縮の影響を受ける。しかし、 CH_4 は凝縮熱によって惑星大気温度を保つほど多量に存在していないため、 T_{btm} の

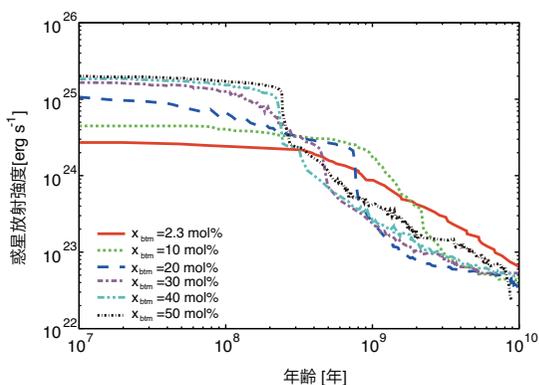


図5: 惑星放射強度の時間進化を、大気中の氷成分の総量($\text{H}_2\text{O} + \text{NH}_3 + \text{CH}_4$)を変えて計算した結果を示す。線の色は大気中の氷成分のモル分率を表し、それぞれ $x_{\text{btm}}=2.3$ (赤), 10(緑), 20(青), 30(紫), 40(水色), 50(黒) mol%の結果を示す。平衡温度は58.2 Kと仮定する。パラメータは表1の通りである。

減少に伴い、 F_{top} は一定値を取らず減少していくことがわかった。

x_{btm} の減少に伴い、ある T_{btm} に対して F_{top} は減少する。これは、 x_{btm} が減少することで、凝縮熱の寄与が熱容量に対して小さくなり、光球面での温度が低下するためである。実際、乾燥断熱温度勾配の場合($x_{\text{btm}}=0.023$; 赤線)、 F_{top} は $x_{\text{btm}}=0.5$ (黒線)と比較して小さい。また、 x_{btm} が小さい場合、凝縮物が少ないので、 F_{top} が一定となるような領域も見られなくなる。

3.2 熱進化

氷成分に富んだ大気を持った巨大氷惑星の熱進化を計算する。図4は、 x_{btm} を変えて計算した T_{btm} の時間進化を表す。年齢の経過に従い T_{btm} が減少していくが、 x_{btm} が大きいほど T_{btm} の減少が早いことがわかる。この傾向は、惑星放射の進化および惑星半径の進化でも同様に見られる。図5は x_{btm} を変えて計算した惑星放射強度 L_{int} の時間進化を表す。惑星半径 R_p の進化は図6に示す。図5で示した通り、氷成分を多く含むほど、若い時期の惑星の放射強度が大きいことがわかった。これは、対流圏で潜熱が解放されることにより、光学的深さ=1に対応する高度の温度が高く保たれるためである。このとき、光学的深さ=1の高度は成層圏ではなく対流圏に位置しているため、その温度構造も擬湿潤断熱温度勾配にしたがって決まる。(図1及

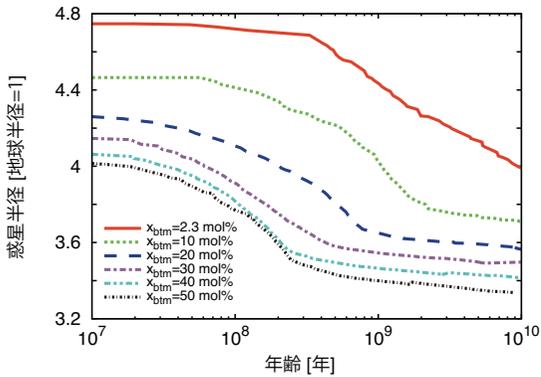


図6: 惑星半径の進化を示す。線の色は大気中の水成分の総量 (H₂O+NH₃+CH₄) の違いを示し, $x_{\text{btm}}=2.3$ (赤), 10 (緑), 20 (青), 30 (紫), 40 (水色), 50 (黒) mol % をそれぞれ表す。パラメータはFig.5と同じ値を採用している。

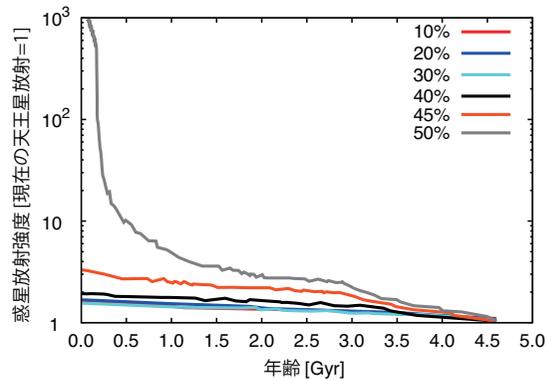


図7: 惑星の放射強度の進化を示す。惑星の放射強度は天王星の放射強度 $L_U (=5.6 \times 10^{22} \text{ erg s}^{-1})$ で規格化した。線の色は大気中の水成分の総量 (H₂O, NH₃, CH₄) の違いを示し, 10-mol % から 50-mol % のパラメータを用いた。惑星の重元素量は $Z_{\text{tot}}=0.9$, 水/岩石比は $Z_W=0.95$ を仮定した。エンベロープ中の重元素量 Z_0 は x_{btm} の値から (27) 式を用いて導出している。 Z_{tot} , Z_W , Z_0 は進化を通して一定であると仮定し, 惑星質量は $8.68 \times 10^{28} \text{ g}$ とした。

び2)。大気中の水成分がより多かった場合, L_{int} がより大きくなり冷却も促進されるので惑星の有効温度が平衡温度に到達する時間が早まる。例えば, L_{int} が $2 \times L_{\text{eq}}$ に到達する時間は, $x_{\text{btm}}=0.1-0.4$ の場合は 4×10^9 年程度だが, $x_{\text{btm}}=0.023$ の場合は 7×10^9 年かかる。これは, 図3で示した通り, x_{btm} が大きいと F_{top} も大きくなり, 結果として L_{int} も大きくなるため惑星の冷却が促進されるためである。しかし, $x_{\text{btm}}=0.5$ の場合, 2.5×10^9 年から L_{int} は $x_{\text{btm}} \leq 0.4$ の場合よりも大きくなる。これは $x_{\text{btm}}=0.5$ の場合, CH₄ の凝縮が惑星の放射フラックスを固定してしまうためである。

図6は図5と同じパラメータで惑星半径の進化を示したグラフである。 x_{btm} を大きくすると, ある年齢における惑星半径は小さくなるが, これには二つの理由がある。 x_{btm} が大きい場合, エンベロープが重元素に富んだ構造になっており (27式), 惑星半径は小さくなる。また, 図5で示した通り, x_{btm} が大きいと惑星の冷却が促進され, 半径の収縮が早くなる。これら二つの理由により, 水成分に富んだ大気を持った惑星は, 水成分に乏しい惑星に比べて半径が小さいことがわかった。

4. 議論

4.1 天王星への応用

暗い天王星の矛盾は長い間未解決の問題である。導入で述べたように, 天王星は理論的に予想されるよりも赤外放射強度が小さいことが知られている。先行研究では内部と大気の組成分配を現在と同じであると仮定して, 天王星を現在の状態から時間をさかのぼるように積分をすると, 初期の天王星の有効温度が 65-70 K であると報告されている [5, 2]。この温度は惑星の集積に数百億年程度かかったことを示唆しており, 天王星の形成時間は太陽系の年齢よりもずっと長いことになってしまう。

低い惑星放射を再現するために, 惑星内部の熱輸送を妨げるアイデアがいくつか提唱されている。一つ目は, 惑星内部で組成勾配が発生することにより対流による熱輸送効率を鈍化させるアイデアである [27, 28]。これは二重拡散対流とも呼ばれる。しかし, 二重拡散対流は1億年程度で消失してしまい, 内部では全対流が卓越することがにより報告されている [29]。二つ目は, 内部での熱境界層によって冷却を遅らせる可能性である。例えば, 水素ヘリウムが主要なエンベロープと水成分が主要なマントルの間では安定成層し

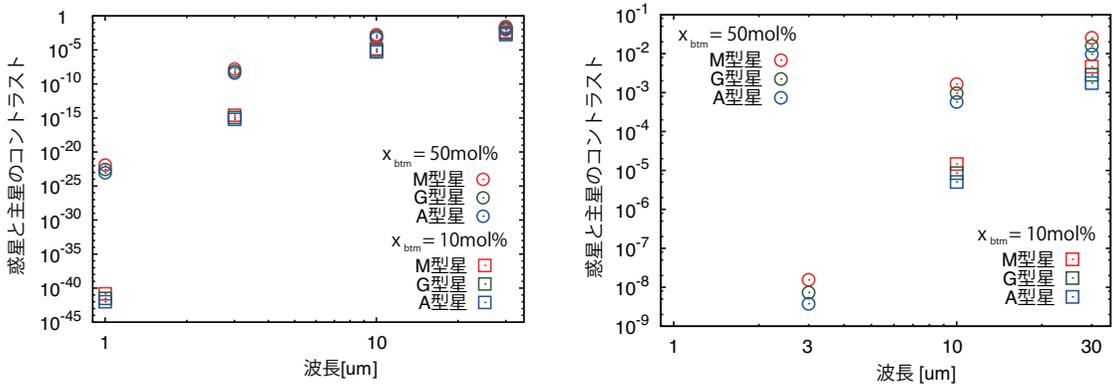


図8： 1×10^8 年における巨大氷惑星と主星のコントラスト ([28]式) の計算結果。質量や平衡温度は天王星の値(表1参照)を用いた。右図は、左図のコントラストの値 $[10^{-9}, 1]$ の範囲を拡大した図を表す。丸と四角はそれぞれ大気中の氷成分の量を表し、それぞれ $x_{\text{btm}}=0.023, 0.5$ を表す。凡例の色は主星のタイプを表し、M-type ($0.3 M_{\oplus}$; 赤)、G-type ($1.0 M_{\oplus}$; 緑)、A-type ($1.8 M_{\oplus}$; 青)の主系列星を仮定した。氷成分で汚染されていない計算結果のうち、1, 3 mの結果はそれぞれ 10^{-15} , 10^{-42} である。氷成分で汚染された計算結果のうち、1 mの結果は 10^{-23} である。これらの結果は図で示される範囲よりも小さい値である。

ており、熱境界層として振る舞う。Nettelmann et al. (2016)では熱境界層の存在によって天王星の低い放射強度を再現することができた[6]。しかし、同様の事象が海王星で起きていない点については明らかになっていない。

ここで本研究の進化モデルを適用することで、天王星と海王星の違いを説明するシナリオを提唱する。図7は、現在の天王星の放射強度($L_U=5.6 \times 10^{22} \text{ erg s}^{-1}$)を初期条件にして、時間を遡るように積分した進化計算の結果を示す。 x_{btm} はパラメータとして扱い、それ以外のパラメータは表1に示した値を用いた。計算の結果、 $t=0$ において $x_{\text{btm}}=50 \text{ mol}\%$ の場合、 $t=0$ で極めて大きな放射強度を持っていても現在の天王星の放射強度を再現できることがわかった。すなわち、もし天王星の初期大気が凝縮成分で十分に汚染されていた場合、惑星の冷却が促進されることにより、太陽系年齢以内に現在の天王星の放射強度を再現できる。

ここで問題となるのは、なにが大気の汚染を引き起こしたのか、なぜ天王星だけ汚染されていたのかという点である。これらを引き起こす要因として巨大衝突が挙げられる。巨大衝突によって深部に蓄えていた氷成分を巻き上げて、原始天王星の周囲にばらまき、周惑星円盤を形成する。その後、氷成分に富んだ周惑星円盤が再集積することによって、天王星の大気を汚染する。このシナリオは天王星の自転軸傾斜角($=97.77^\circ$)が倒れていることと整合的であり、これは

巨大衝突によって説明できることが示唆されている[13]。一方で、海王星は自転軸傾斜角が比較的小さい($=28.32^\circ$)ため、巨大衝突は経験していないと考えられる。この場合、海王星の大気は汚染されていないため、氷成分が少ない乾燥した大気を初期に持っていることになる。この場合、現在の海王星の放射強度を説明可能であることは先行研究から示されている[2]。したがって、巨大衝突は天王星と海王星の違いを作る上で重要な役割を果たしていると考えられる。

巨大衝突は海王星サイズの系外惑星の放射強度にも影響を及ぼす。惑星の放射強度は時間、質量、半径、組成の関数である。系外惑星の大気組成には多様性があるため、系外惑星の放射強度は我々の太陽系の天王星と海王星のような二つのタイプに別れるのではなく、連続的になると考えられる。

一方、氷成分に富んだ大気を持つ惑星は、半径が天王星半径($=4.0 R_{\oplus}$)よりも小さくなる。 $x_{\text{btm}}=50 \text{ mol}\%$ ($Z_0=0.887$)の場合、惑星半径は $3.4 R_{\oplus}$ となる。天王星の半径と惑星放射を同時に再現するためには、大気がエンベロープよりも氷成分を持っているような状況($x_{\text{btm}}=0.5$ かつ $Z_0=0.3$)であればよいが、これは流体的に不安定な構造である。内部と大気における氷成分の輸送効率はまだよくわかっていないため、仮定の整合性を確かめるためには流体的に輸送を計算する必要がある。したがって、暗い天王星の問題は大気が氷成分で汚染されることで冷却が加速されるというシナリ

オで説明できるが，そのような状況を満たす氷成分の組成分布の起源や安定性の問題は今後の課題である。

4.2 系外巨大氷惑星の放射強度

次世代望遠鏡では，巨大氷惑星の惑星放射を直接観測できる可能性がある．本研究から，巨大氷惑星の大気が氷成分で汚染されていると，年齢が若い時期では氷成分に乏しい場合よりも放射強度が大きくなる傾向にあるとわかった．そこで，氷成分に富んだ大気が惑星と中心星のコントラストにどの程度影響を与えるのかを評価する．

コントラスト C を

$$C = \frac{\int_{\Delta\lambda} B_{\lambda}(T_{\text{eff}})d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} B_{\lambda}(T_{*})d\lambda}, \quad (28)$$

と定義する．このとき B_{λ} はある波長 λ におけるプランク関数， $\Delta\lambda$ はバンド幅， T_{eff} 及び T_{*} は惑星と中心星の有効温度をそれぞれ表している．図8は 1×10^8 年における C の値を示し，氷成分が少ない場合 ($x_{\text{bim}} = 0.023$; 丸) と多い場合 ($x_{\text{bim}} = 0.5$; 四角) を表している．パラメータは表1に示したものを使用した．中心星には M-type ($0.3 M_{\odot}$; 赤)，G-type ($1.0 M_{\odot}$; 緑)，A-type ($1.8 M_{\odot}$; 青) を仮定し，中心星の進化は SSE package [?] を用いて計算した．波長 λ は $1, 3, 10, 30 \mu\text{m}$ とし，バンド幅は $\Delta = 0.2 \mu\text{m}$ とした．惑星は中心星より温度が低いので，波長が長い方がコントラストは大きくなる．したがって，直接撮像には長い波長の方が適している．また，氷成分に富んだ大気の温度は汚染されていない大気よりも温度が高く，コントラストは氷成分に富んだ大気を持った巨大氷惑星の方が大きい．また，コントラストの違いは波長が長いほど小さくなる (図8)．図8を見ると， $\lambda = 10 \mu\text{m}$ の場合，乾燥した大気を持った惑星は $C \sim 10^{-5}$ である一方，氷成分に富んだ大気を持った惑星は $C \sim 10^{-3}$ となり，大気中の氷成分量の違いによって，コントラストが二桁異なることがわかった．したがって，中間赤外の波長による高精度の観測を行えば，氷成分に富んだ大気を持った惑星を検出できる可能性がある．NASA で打ち上げが計画されている James Webb Space Telescope (JWST) に搭載される中間赤外用の分光器 Mid-Infrared Instrument (MIRI) を用いた場合，主星からの離角が 1 arcsec のコントラストの検出限界は $\sim 10^{-4}$ である [30]．また，この検出限界は，観測波長 (こ

では中間赤外) における主星の明るさで規格化したときのコントラストであるため，主星が G 型星でも M 型星でも検出限界の明るさは変わらない．実際の望遠鏡を用いた検出可能性の議論は今後の課題である．

4.3 モデルの不足点

本研究ではいくつかの単純化を行なっている．一つ目は，本研究では対流領域では断熱的に温度が決定されることを仮定しているが，実際には断熱温度勾配ではない．特に，組成勾配が大きく，惑星の深部から熱輸送を効率的に運べないため，温度勾配が断熱温度勾配よりも大きくなっていると考えられる．このことは，Leconte et al. (2017) において，巨大ガス惑星で示されている [14]．層状対流 [31] のような対流の鈍化によって惑星の冷却が遅れ，小さな対流セルが分割されると考えられる [32]．層状対流の輸送効率は層の厚みに依存し，層状対流の熱進化への影響は巨大ガス惑星で検討がされている [29]．

彼らの研究では，層状対流は流体力学的に不安定であり，惑星内部の組成の不均質を滑らかにしてしまうと考えられる．また，理論では天王星や海王星の大気中での対流が妨げられるとしても [14]， CH_4 の雲が発生していることは観測から示されているが，Li & Ingersoll (2015) の流体力学計算では，強い対流雲活動の近傍においては擬湿潤断熱温度勾配を持つことが期待される [33]．しかし，彼らの計算では現在の土星大気を想定しているために，氷成分のモル分率は本研究で想定するものより低く，惑星熱進化で議論されるような時間的にも長く空間的には惑星規模の平均的な大気構造の計算は行っていない．したがって，氷成分にもっと富んだ大気の長期間計算によって検証することが必要である．

二つ目は，熱進化の計算において雲の効果を無視している点である．雲は赤外放射を吸収するので，雲の存在により大気は光学的により厚くなり，光球面の圧力が低くなる．光球面での温度は湿潤対流の領域ならば，蒸気圧によって決まる．したがって，雲の存在によって，光球面の温度が低下することで光球面からの放射強度が小さくなる．ゆえに，惑星の冷却時間は雲の存在によって長くなる．雲の存在は，大気の厚みを増す効果と冷却が遅れる効果の二つの理由により半径の減少率にも影響を及ぼす．前者の効果は，大気の厚

みが惑星半径の0.1%であるため、影響はほとんどない。後者の効果を考慮しても、天王星の半径を説明できない。現在の天王星の放射強度を説明できるパラメータを仮定すると、大気は50 mol %の氷成分を含んでいる(図7)。惑星の熱進化による半径の変化率を考える。熱進化が遅れることは、惑星半径の時間あたりの収縮率が小さくなることに対応する。惑星が形成する時間スケールを、円盤が散逸する時間スケールと同程度と仮定すると、 10^7 年では $4R_{\oplus}$ となる。水の凝縮が開始するのは、図4および6から、 $10^7 - 10^8$ 年の間であり、 H_2O の雲が生成して熱進化が遅れる時期は 10^7 年以降であると推定される。一方、現在の天王星の大気には H_2O は検出されていない。したがって、雲による熱進化の遅れを想定しても、少なくとも H_2O の雲が全てなくなった後の進化を考察する必要がある。したがって、 H_2O の射出限界による熱進化が終わる時期は 10^8 年であるため、惑星半径の差が最も大きくなるのは 10^8 年頃と考えるのがよい。しかし、図6より、惑星半径は 10^8 年から 10^{10} 年の間で、10%程度しか変化していない。したがって、半径は最大でも $3.8R_{\oplus}$ となり、現在の天王星よりも半径が小さい。より詳細な雲の取り扱いは今後の課題であるが、巨大氷惑星の熱進化を議論する上で、雲の効果は重要な問題である。

5. 結論

本研究では、大気中の H_2O 、 NH_3 、 CH_4 の凝縮による巨大氷惑星の熱進化の影響を初めて定量的に評価した。その結果、凝縮による潜熱の解放は惑星大気の光球面付近の温度を高く保つことにより、熱放射を増大させる効果を持つことがわかった。この効果を考慮して巨大氷惑星の熱進化を計算すると、氷成分に富んだ大気をもった巨大氷惑星は、形成初期は高い放射強度を持っており、進化の時間スケールが短い。したがって、冷却が促進されることにより、数十億年が経過すると先行研究で示された進化よりも放射強度が小さくなる。また、惑星の進化の時間スケールは大気中の氷成分の量に強く依存する。本研究により示された熱進化の加速機構は、海王星とほとんど同じ質量・半径を持つにもかかわらず、天王星が理論的に予測されるよりも暗いという問題に新たな解決案を提示できた。また、氷成分に富んだ大気を持った巨大氷惑星は年齢が

若い間は放射強度が大きいことがわかり、巨大氷惑星の直接撮像を議論する上で重要な示唆を与えることができた。

謝辞

本研究を遂行するにあたり、阿部豊氏、濱野景子氏から、大気構造について多くの助言をいただいた。また関根康人氏は論文の内容について有益な助言をいただいた。また、査読者には、本稿に対して有益なコメントと適切な指導をいただいた。本研究は、日本学生支援機構先端研究拠点事業 "International Network of Planetary Sciences" 及び日本学術振興会(No. 26-11515; 黒崎), 基盤研究(A) (No. 16H02160; 犬塚), 新学術研究領域(No. 23103005; 生駒), ABCプロジェクト(No. AB291004; 生駒)の補助を受けている。

参考文献

- [1] Hubbard, W. B., 1977, *Icarus* 30, 305.
- [2] Fortney, J. J. et al., 2011, *ApJ* 729, 32.
- [3] Marley, M. S. et al., 2007, *ApJ* 655, 541.
- [4] Pearl, J. C. et al., 1990, *Icarus* 84, 12.
- [5] Hubbard, W. B. and Macfarlane, J. J., 1980, *J. Geophys. Res.* 85, 225.
- [6] Nettelmann, N. et al., 2016, *Icarus* 275, 107.
- [7] Batalha, N. M. et al., 2013, *ApJS* 204, 24.
- [8] Spergel, D. et al., 2015, *ArXiv e-prints*, arXiv:1503.03757.
- [9] Inaba, S. et al., 2003, *Icarus* 166, 46.
- [10] Kobayashi, H. et al., 2011, *ApJ* 738, 35.
- [11] Hori, Y. and Ikoma, M., 2011, *MNRAS* 416, 1419.
- [12] Venturini, J. et al., 2015, *A&A* 576, A114.
- [13] Slattery, W. L. et al., 1992, *Icarus* 99, 167.
- [14] Leconte, J. et al., 2017, *A&A* 598, A98.
- [15] Lindal, G. F. et al., 1987, *J. Geophys. Res.* 92, 14987.
- [16] Saumon, D. et al., 1995, *ApJS* 99, 713.
- [17] Lyon, S. P. and Johnson, J. D., 1992, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM, LA-UR-92-3407.
- [18] Valencia, D. et al., 2007, *ApJ* 656, 545.
- [19] Lodders, K. et al., 2009, *Landolt Börnstein*,

arXiv:0901.1149.

- [20] Matsui, T. and Abe, Y., 1986, *Nature* 322, 526.
- [21] Freedman, R. S. et al., 2008, *ApJS* 174, 504.
- [22] Rothman, L. S. et al. 2013, *JQSRT* 130, 4.
- [23] Kuntz, M., 1997, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 57, 819.
- [24] Abe, Y. and Matsui, T., 1988, *Journal of Atmospheric Sciences* 45, 3081.
- [25] Nakajima, S. et al., 1992, *Journal of Atmospheric Sciences* 49, 2256.
- [26] Sanchez-Lavega, A. et al., 2004, *American Journal of Physics* 72, 767.
- [27] Stevenson, D. J., 1982, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences* 10, 257.
- [28] Podolak, M. and Helled, R., 2012, *ApJL* 759, L32.
- [29] Kurokawa, H. and Inutsuka, S.-i., 2015, *ApJ* 815, 78.
- [30] Beichman, C. A. et al., 2010, *PASP* 122, 162.
- [31] Turner, J. S., 1979, *Buoyancy effects in fluids.*, by Turner, J. S. (Cambridge (UK): Cambridge University Press).
- [32] Radko, T., 2003, *Journal of Fluid Mechanics* 497, 365.
- [33] Li, C. and Ingersoll, A. P., 2015, *Nature Geoscience* 8, 398.