

修士論文

ガス惑星大気の光蒸発過程

Photoevaporation process of giant planets

2020年1月

東京大学大学院 理学系研究科物理学専攻

三谷 啓人

Contents

1	イントロダクション	1
2	惑星大気蒸発過程	4
2.1	蒸発過程の分類	4
2.2	解析的な蒸発率の見積もり	5
2.3	観測事実	7
2.3.1	トランジット法による大気蒸発の観測	7
2.3.2	熱い白色矮星周りのガス惑星	9
2.3.3	統計的性質	10
3	ガス惑星の大気蒸発	14
3.1	輻射流体計算	14
3.1.1	基礎方程式	14
3.1.2	加熱、冷却過程	16
3.2	Photoelectric heating	19
3.2.1	ダストの電離	19
3.3	中心星からの高エネルギー放射	22
3.4	先行研究および本研究の比較	24
3.5	数値計算の設定	25
3.5.1	HLLC 法	26
3.5.2	時間積分：ルンゲクッタ法	28
3.5.3	初期条件と境界条件	29
4	ホットジュピターにおける大気蒸発	30
4.1	金属量依存性	33
4.2	FUV flux 依存性	36
5	議論	41
5.1	ダスト昇華・破壊	41
5.2	星スペクトルの金属量依存性	42
5.3	EUV による光電離加熱及び FUV による光電加熱以外の加熱効果	46

6 結論	48
6.1 本研究のまとめ	48
6.2 Future work	49
A 恒星の進化	51
B PAH の破壊と形成	53
C 本研究で用いた化学反応	55
謝辞	57
参考文献	58

概要

ホットジュピターのような中心星との距離が近い系外惑星は中心星からの放射によって加熱されて大気が蒸発することが理論的にも観測的にも知られている。こうした惑星大気蒸発は、中心星から近く軽い惑星の数が少ないという統計的性質（Sub-Jupiter desert や Evaporation valley）の起源になり得ると考えられている。惑星大気蒸発は中心星から近い距離に位置する系外惑星の進化を左右する重要な現象であると言える。

従来の多くの理論研究では水素やヘリウムから成る惑星大気を考え、Extreme Ultraviolet (EUV; 13.6eV 以上のエネルギーの光) が惑星大気の水素を電離することで惑星大気を加熱する効果のみを取り扱っていた。しかし、近年の観測によって上で述べたような統計的性質は中心星金属量や温度に対して依存するという示唆が得られたため、惑星大気蒸発のこれらに対する依存性を明らかにする必要があると言える。本研究では Far Ultraviolet (FUV; 13.6eV 以下のエネルギーの光) が金属（ダスト）に吸収されて電子を放出してガスを加熱する過程を考慮した輻射流体シミュレーションを行い、ガス惑星大気蒸発の金属量及び中心星スペクトル型依存性を求めた。

結果として、FUV による加熱は G 型星以上の高温の中心星の場合に効果的になり、中心星が高温になるほど FUV の強度が上がるため蒸発率も上がることがわかった。A 型星のような高温の中心星の近くのガス惑星は 100Myr 程度の時間で蒸発することがわかった。また、ガス惑星大気の金属量が増えるとダスト量も増える。そのため、金属量が増えると FUV による加熱率が上がることで蒸発率が増えることがわかった。

ただし、惑星大気のみならず中心星スペクトルも金属量に依存する。金属量が増えると中心星からの FUV 強度が下がる。こうした効果を考慮に入れた場合は高金属量の場合でも蒸発率が高くないこともわかった。

Chapter 1

イントロダクション

1995年にマイヨールとケローは太陽型星周りの系外惑星を初めて発見した (Mayor and Queloz 1995)。この発見を皮切りに 2019 年現在では約 4000 もの系外惑星が発見されている。数多くの系外惑星の発見により太陽系からは類推できないような系外惑星の多様性が明らかになった。例えば、太陽系には中心星から 0.1AU 以下の距離には惑星は存在しないが系外惑星にはそのような中心星から近い距離に位置する惑星が数多く発見されている。系外惑星には形成および進化過程が太陽系の標準的な惑星形成モデルでは説明できないものが存在するために形成および進化に関する新しい理論モデルの研究が盛んに行われている。系外惑星の形成や進化過程は、太陽系の起源や地球のような生命が存在する惑星が宇宙で普遍的な存在であるかといった人類にとって根源的な問題に直結するという意味でも重要である。

マイヨールとケローが発見したような中心星から近い距離を周回するガス惑星は質量が木星程度の場合はホットジュピター、海王星程度の場合はホットネプチューンと呼ばれる。系外惑星の観測手法はいくつか存在するが、中心星の近くを回る系外惑星は主にトランジット法と呼ばれる方法で観測される。トランジット法は惑星が中心星の前を横切る際に中心星の光度が下がることを利用する観測手法で、惑星が中心星に近いほど観測しやすいためホットジュピターやホットネプチューンの観測に最適な手法である。トランジット法では中心星を隠す惑星の見かけの半径がわかる。惑星大気による中心星からの光の吸収量が波長に依存するため、見かけの惑星半径も波長に依存する。そこで様々な波長でトランジット観測を行うことで大気組成や雲の有無といった惑星大気の情報を得ることができる。現在の観測技術では不定性も大きいですが、TMT や JWST のような次世代望遠鏡での系外惑星大気観測で TRAPPIST-1 系の惑星のような生命が存在できる領域 (ハビタブルゾーン) 内に存在する系外惑星がメタンやオゾンのような生命の痕跡を持つかどうか明らかにされることが期待されている (Macdonald and Cowan 2019)。

上記のようなトランジット法を用いたホットジュピターおよびホットネプチューンの大

2 イントロダクション

気観測によって大気組成のみならず、中心星からの放射によって惑星大気が加熱され蒸発している系外惑星の存在が明らかになっている。惑星大気蒸発はガス惑星進化に大きな影響を持つことが理論的に予想されており、多様な系外惑星を理解する上では欠かせない。惑星大気はハビタブルな系外惑星の探査だけでなく、惑星進化の観点からも重要であると言える。

数多くの系外惑星が発見されたことで惑星大気のような個々の惑星に関する情報だけでなく統計的な性質についても明らかになってきた。図 1.1 は Planet-Metallicity Correlation と呼ばれる系外惑星の統計的な性質である。ホットジュピターは中心星の金属量（水素及びヘリウム以外の元素の量）が少ないほど割合が減る。つまり金属量がホットジュピターの形成および進化過程において重要であることを示している。このような統計的性質を説明する理論モデルを作ることは惑星科学分野の重要な目標の一つである。

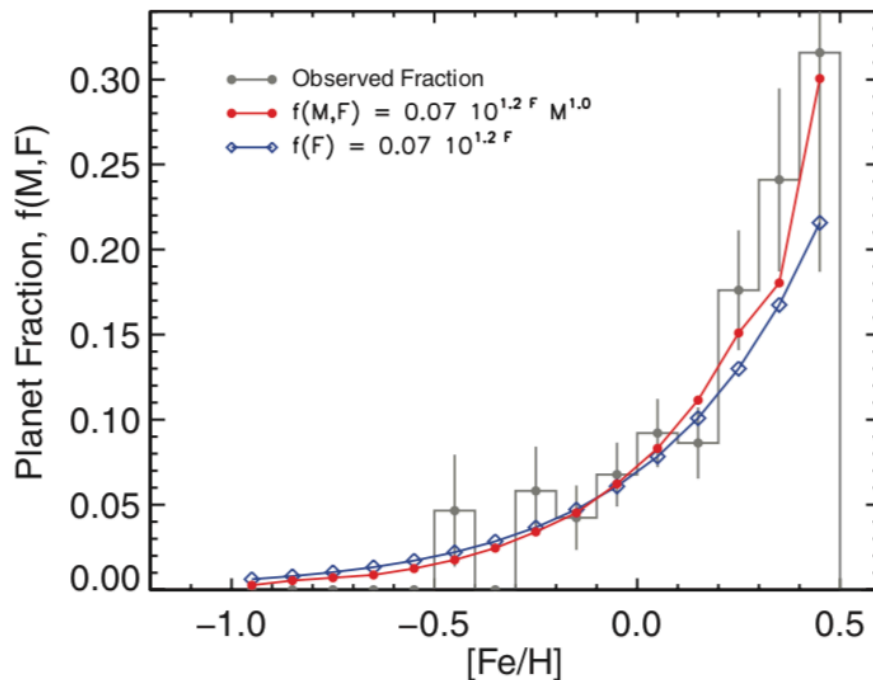


図 1.1: Planet-Metallicity Correlation (Johnson et al. 2010)。横軸は中心星の鉄と水素の質量比を太陽の場合の質量比で割って対数で表したもの（金属量）を表し、縦軸はホットジュピターを持つ中心星の割合を表す。灰色点が観測的な割合、赤線および青線は異なるモデルでのフィッティングを表す。中心星質量を含めて中心星の金属量が少ないほど惑星のを持つ中心星の割合が減ることが分かる。

本研究では系外惑星の多様性および統計的性質の起源を解明するために、惑星大気蒸発に着目して巨大ガス惑星の進化における影響およびその金属量依存性や中心星スペクトル型依存性について調べた。

本論文では第2章で惑星大気蒸発について基礎や観測的な研究についてレビューする。第3章では惑星大気蒸発の流体シミュレーションの先行研究および本研究での具体的な計算手法についてまとめると共に惑星大気蒸発を駆動する具体的な機構について説明する。第4章では本研究の基本的な結果をまとめる。第5章では本研究結果による惑星大気蒸発による惑星進化に対する影響および中心星と惑星の金属量依存性について議論する。第6章では結論および今後の展望についてまとめる。

本論文では特に断りがない場合、万有引力定数 $G = 6.6726 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1} \text{ s}^{-2}$ 、ボルツマン定数 $k = 1.3806505 \times 10^{-16} \text{ erg K}^{-1}$ 、プランク定数 $h = 6.62607 \times 10^{-27} \text{ erg s}^{-1}$ 、木星質量 $M_J = 1.898 \times 10^{30} \text{ g}$ 、木星半径 $R_J = 6.99 \times 10^{10} \text{ cm}$ 、太陽質量 $M_\odot = 1.989 \times 10^{33} \text{ g}$ 、水素原子質量 $m_H = 1.673 \times 10^{-24} \text{ g}$ とする。また、大気蒸発率を $\text{g s}^{-1} = 1.66 \times 10^{-23} M_J \text{ year}^{-1}$ で表す。

Chapter 2

惑星大気蒸発過程

この章では大気蒸発の基礎や観測についてまとめる。

大気蒸発における重要なパラメータとして重力による束縛エネルギーと熱エネルギーの割合 λ が挙げられる。 λ は、ガス温度 T 、平均分子量 μ 、惑星質量 M_p および半径 R_p に対して

$$\lambda = \frac{GM_p \mu m_H}{kTR_p} \equiv \frac{GM_p}{c_s^2 R_p} \sim 2.3 \mu \left(\frac{M_p}{M_J} \right) \left(\frac{R_p}{R_J} \right)^{-1} \left(\frac{T}{10^4 \text{K}} \right)^{-1} \quad (2.1)$$

λ が小さい場合はガスの内部エネルギーが重力の束縛エネルギーを超えて流出する。 λ が大きい場合は大気が重力に束縛されて流出しない。

2.1 蒸発過程の分類

一言で大気蒸発といってもその過程は惑星や中心星の種類によって以下のようにいくつか機構が存在する (Owen 2019)。

- ジーンズ蒸発 (Jeans escape) :

重力的に大気が束縛されている (λ が大きい) 時に起こる過程。大気分子の速度は統計的に決まるため一部の分子が惑星の脱出速度を超えることがある。惑星の大気は上層に行くほど薄くなり平均自由行程が長くなる。平均自由行程が短い領域では衝突が起こるために脱出できないが、平均自由行程が長い領域では分子間の衝突が起きない。定量的には平均自由行程と代表長さの比であるクヌーセン数 Kn が1よりも大きくなる領域では分子間衝突が起きず流体的に扱えなくなる。 $Kn > 1$ の領域で脱出速度を超えた分子が惑星の重力圏から逃げることをジーンズ蒸発と呼ぶ。軽い原子、分子が蒸発しやすく、重いものは蒸発し難い。ホットジュピターやホットネプチューンでは次で述べる流体的蒸発と比べてほとんど無視できる (Lecavelier des Etangs et al. 2004)。

- 流体的蒸発 (Hydrodynamic escape) :

多くの熱エネルギーが惑星大気に運ばれるときに起こる蒸発。熱によって加速されたガスが惑星の重力に打ち勝って蒸発が起こる。中心星からの Extreme Ultraviolet (EUV; 13.6eV 以上のエネルギーの光子) が水素を電離して $\sim 10000\text{K}$ まで大気を加熱することが考えられている (Murray-Clay et al. 2009)。太陽風と同様に無限遠であっても静水圧平衡を保つための圧力が有限であるために起こる。ジーンズ蒸発と異なり、重い原子や分子も蒸発できる。流れは大気の下層 (密度 $\sim 10^9 \text{cm}^{-3}$) では亜音速であるが加速されていき上層 (密度 $\sim 10^6 \text{cm}^{-3}$) で音速に達する。音速に到達する場所を音速点と呼ぶ。音速点より外側では流れが超音速になるために音速点より外側で恒星風や磁場等で流れが変わったとしても内側の流れに影響しない。こうした蒸発過程は太陽系初期の惑星や中心星に近い系外惑星での大気蒸発を主に担う。

- 非熱的蒸発:

上記 2 つの蒸発過程は大気分子の熱エネルギーが惑星重力を超えるときに起こる過程である。それ以外の過程で蒸発が起こることがある。太陽風との相互作用や、光化学反応によって一部の分子が重力に打ち勝つほどの運動エネルギーを得ることで起こる過程である。現在の地球のような惑星ではこういった非熱的な蒸発過程が重要である。また、中心星に非常に近い惑星では Roche lobe overflow と呼ばれる現象が起き、惑星から中心星に物質が流れることがある (Valsecchi et al. 2015, Yee et al. 2019)。何れにせよ極端に中心星に近いか中心星から遠い場合でなければ非熱的蒸発はガス惑星の大気蒸発においてあまり重要ではない。

中心星から近く (0.05AU 程度) に位置するガス惑星の場合は上記の 3 つの過程の内、Hydrodynamic escape が主要であるため他の蒸発過程については以後無視する。

2.2 解析的な蒸発率の見積もり

Hydrodynamic escape における蒸発率は惑星が受け取る中心星からのエネルギーおよび惑星の重力で決まる。この節ではまず解析的な蒸発率の計算 (Lecavelier Des Etangs 2007) を説明する。

中心星の高エネルギー放射の中心星からの距離 a でのフラックスを $F_{\text{UV}}(a)$ 、中心星と惑星の距離を a_p 、惑星の半径を R_p とすると惑星が単位時間に受け取るエネルギー dE/dt は

$$\frac{dE}{dt} = \pi R_p^2 \left(\frac{a_p}{1\text{AU}} \right)^{-2} F_{\text{UV}}(1\text{AU}) \quad (2.2)$$

6 惑星大気蒸発過程

のようにかける。惑星のポテンシャルエネルギー E_G は質量 M_p 、半径 R_p の一様密度球であれば $-3GM_p^2/5R_p$ である。また、大気の単位質量あたりのポテンシャルエネルギー dE_G/dm は

$$\frac{dE_G}{dm} = -\frac{GM_p}{R_p} = -1.9 \times 10^{13} \left(\frac{M_p}{M_J}\right) \left(\frac{R_p}{R_J}\right)^{-1} \text{ erg g}^{-1} \quad (2.3)$$

である。中心星からの高エネルギーフラックスの内、大気蒸発に使われる割合を ϵ とすると蒸発率は

$$\begin{aligned} \dot{M} &= \epsilon \frac{\pi R_p^3 F_{\text{UV}}(1\text{AU})}{GM_p} \left(\frac{a_p}{1\text{AU}}\right)^{-2} \quad (2.4) \\ &= 1.5 \times 10^{10} \epsilon \left(\frac{F_{\text{UV}}(0.05\text{AU})}{1.8 \times 10^3 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}}\right) \left(\frac{R_p}{R_J}\right)^3 \left(\frac{M_p}{M_J}\right)^{-1} \left(\frac{a_p}{0.05\text{AU}}\right)^{-2} \text{ g s}^{-1} \quad (2.5) \end{aligned}$$

で与えられる。 ϵ は中心星のフラックスや惑星の組成に依存するが 0.1 のオーダーの数である。また、太陽の場合、高エネルギー放射を EUV 放射とすると、 $F_{\text{UV}}(0.05\text{AU}) \sim 400 - 2000 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 程度である。惑星の半径が大きいと惑星が受け取るフラックスが大きくなるため蒸発率が大きくなるが、質量が大きいと重力が強くなるため蒸発率が小さくなる。このような大気蒸発率の計算は Energy-limited 近似と呼ばれる。式 2.5 を用いると木星が典型的なホットジュピターの位置 (0.05AU) に存在するときは $\dot{M} \sim 10^9 - 10^{10} \text{ g s}^{-1}$ となることが分かる。この蒸発率の場合、木星質量の惑星を蒸発させるのにかかる時間は $10^{12} - 10^{13} \text{ yr}$ であるので宇宙年齢より長い。このことから典型的なホットジュピターは大気蒸発によってコアのみになることはないと考えられる。

ここまでの見積もりでは中心星からの高エネルギー放射による加熱と蒸発率が比例すると仮定していたが電離光子による加熱を考える場合は必ずしも正しいとは言えない。電離光子の flux が大きい場合は電離と再結合が平衡状態になり温度が 10000K 程度になる。この平衡状態では光学的厚さ $\tau = 1$ の部分で中性水素密度 n_{H} 、電離水素密度 n_{H^+} 、再結合定数 α_{rec} 、断面積 σ を用いて

$$F_{\text{UV}} n_{\text{H}} \sigma \sim n_{\text{H}^+}^2 \alpha_{\text{rec}} \quad (2.6)$$

のようにかける。ここで n_{H} はほとんど F_{UV} に依存しないので電離光子の flux が大きい場合は蒸発率は

$$\dot{M} \sim 4 \times 10^{12} \left(\frac{F_{\text{UV}}(0.05\text{AU})}{5 \times 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}}\right)^{1/2} \quad (2.7)$$

のように UV flux の 1/2 乗に比例するようになる (Murray-Clay et al. 2009)。電離光子が十分でない場合は Energy-limited 近似と同様の式で蒸発率を表せられる。

2.3 観測事実

惑星大気蒸発は一部のホットジュピターで観測されており、系外惑星の進化に関わることが示唆されている。この節ではトランジット法による惑星大気蒸発の直接観測および惑星大気蒸発に関連する系外惑星の統計的性質について説明する。

2.3.1 トランジット法による大気蒸発の観測

大気蒸発の観測にはトランジット法が用いられる。トランジット法は中心星の前を惑星が通り過ぎる（トランジット）際に中心星の光度が下がることを利用して惑星を観測する手法である。この手法では惑星と中心星が観測者から見て同一直線上に近い軌道を持つ惑星が観測できる。その性質上、中心星が小さく（暗く）惑星が相対的に大きい場合や周期が短い軌道に惑星がいる場合に観測し易く、惑星が相対的に小さく周期が長い場合は観測が難しい。惑星大気が蒸発していることを確かめるためには大気が惑星の重力圏（ヒル半径）よりも外側に広がっていることを確かめる必要がある。ヒル半径 R_h は中心星の質量 M_* 、惑星の質量 M_p 、中心星と惑星の距離を a として

$$R_h = a \sqrt[3]{\frac{M_p}{M_*}} \quad (2.8)$$

ヒル半径はロッシュローブ半径と呼ばれることもあるが、潮汐力によって破壊されないロッシュ限界とは異なる。

惑星大気散逸の観測には図 2.1 のように中心星からのライマンアルファ輝線のトランジットがよく用いられる。ライマンアルファ輝線を用いた大気蒸発の観測はホットジュピター（HD209458b; Vidal-Madjar et al. 2003, HD189733b; Lecavelier Des Etangs et al. 2010）だけでなくホットネプチューン（GJ436b; Ehrenreich et al. 2015）においても観測されている。大気蒸発率は $\dot{M} \sim 10^9\text{--}11 \text{g s}^{-1}$ と見積もられているが理論モデルにも依存する。

図 2.1 は GJ436b がトランジットする際の中心星 GJ436 のライマンアルファ輝線の時間変化を表す。トランジット中（緑線）だけでなくトランジット直後（赤線）もライマンアルファ吸収が起こっており、惑星大気が広がっていることがわかる。

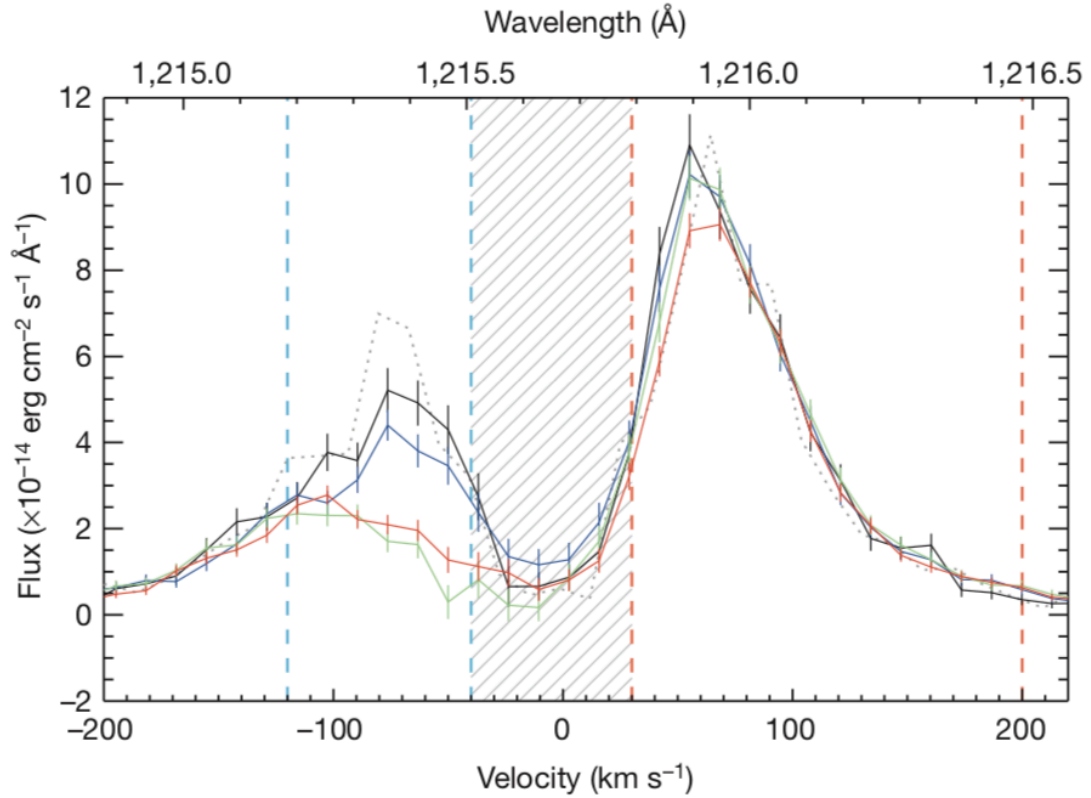


図 2.1: HST による GJ436 のライマンアルファ輝線の変化 (Ehrenreich et al. 2015)。星間物質 (ISM) による吸収のために地球からは輝線中心は観測できない (斜線部)。それぞれの線は、トランジットしていない時 (黒線)、トランジットの約 2 時間前 (青線)、トランジット中 (緑線)、トランジットの約 1 時間後 (赤線) を表す。-80km/s の部分でトランジット直後でも吸収があることが分かる。これは惑星大気が彗星のような形の尾を引いているためと考えられる。

図 2.1 を見ると、トランジット直後に高速度の Blue-Shift 成分 (-100km/s) で強く吸収が起こる一方で Red-Shift 成分での吸収は弱い。こうした吸収が起こるためには惑星から蒸発した水素が視線方向に加速される必要がある。そうした機構として中心星からの放射圧による加速 (Bourrier and Lecavelier des Etangs 2013) および中心星からの恒星風との相互作用による加速 (Holmström et al. 2008, Tremblin and Chiang 2013) が考えられている。中心星からの放射圧ではライマンアルファ輝線が寄与する。恒星風との相互作用では、恒星風に含まれる陽子と大気の上層の水素が次式のような電荷交換：



を行うことで効率よく加速されることが考えられている。ただし、下添字 h, c はそれぞれ中心星からの恒星風に含まれる熱い ($\sim 10^6$ K) 水素と散逸した惑星大気の冷たい ($\sim 10^4$ K) 水素を表す。

大気蒸発の観測によく使われる中心星のライマンアルファ輝線は中性水素が低密度であっても吸収されてしまう。図 2.1 のように星間物質 (ISM) によって吸収されるために他の輝線を使った観測も行われている。OI, CII, Si III の観測により重元素もロッシュローブを超えて広がっていることがわかっている (Vidal-Madjar et al. 2004, Linsky et al. 2010)。こうした現象から流体的蒸発が起こっていることが分かる。

2.3.2 熱い白色矮星周りのガス惑星

質量が 3 太陽質量以下の恒星は水素燃焼を終え赤色巨星になる。その後外層を吹き飛ばし、地球程度の大きさで太陽程度の質量の白色矮星が残される。白色矮星は最初は ~ 100000 K 程度の高温であるが、核融合を起こしていないために冷却によって温度が下がっていく。

白色矮星の周囲に惑星はほとんど見つかっていないが、デブリ円盤が多く存在することが Ca II 輝線の周期的な変化から示唆されている (Koester et al. 2014)。巨大ガス惑星は直接的には発見されていない。巨大ガス惑星が存在する場合、中心の白色矮星が十分に冷える前であれば高エネルギー放射によって惑星大気蒸発を引き起こすことがあり得る (Schreiber et al. 2019)。蒸発した大気の一部は中心の白色矮星に降着すると考えられる。質量 M の白色矮星に $r_a = \psi 2GM/v_{\text{rel}}^2$ 以内の物質が降着すると考えよう。 ψ はホイール・リットルトン降着での 1 のオーダーの数で v_{rel} は白色矮星と蒸発大気の相対速度である。これを用いて白色矮星とガス惑星の距離を a として、質量降着率は

$$\dot{M}_{\text{acc}} \simeq \pi r_a^2 \rho(a) v_{\text{rel}}(a) \quad (2.10)$$

で与えられる (Shapiro and Lightman 1976, Wang 1981)。

この式と式 2.5 のような蒸発率で球対称に惑星大気が蒸発すると仮定した場合の密度 $\rho = \dot{M}/(4\pi a^2 v_{\text{evap}})$ を用いると、 ~ 45000 K の白色矮星周りの木星から $\sim 10^5 \text{g s}^{-1}$ 程度の質量降着が起こることがわかる (Schreiber et al. 2019)。

白色矮星の大気には金属が少ないために降着した大気が 10^5g s^{-1} 程度の少量であっても炭素や硫黄が観測可能である。白色矮星におけるこうした金属の検出率は白色矮星の温度が高ければ高くなることが知られており、ガス惑星蒸発の結果であることが示唆されている (Schreiber et al. 2019)。また、近年の観測によって白色矮星 WDJ0914+1914 にガス惑星の大気に近い組成のガスが降着していることがわかった (Gänsicke et al. 2019)。ただし、白色

矮星の段階までどのようにガス惑星が生き残るかは明らかでない。また、前節で述べたように大気蒸発したガスは恒星風や輻射圧によって尾のような形で中心星と反対方向に流れると考えられているため、白色矮星に向かって蒸発した大気が流れて星周円盤を形成できるかどうかは明らかではない。

2.3.3 統計的性質

多くの系外惑星が発見されたことで系外惑星やその主星の持つ性質（周期、半径、金属量等）について統計的に調べることができるようになった。統計的性質の起源を知ることは惑星の形成および進化の理解に必要不可欠である。この節ではその中でも惑星の大気蒸発が関係していると考えられている統計的性質について述べる。

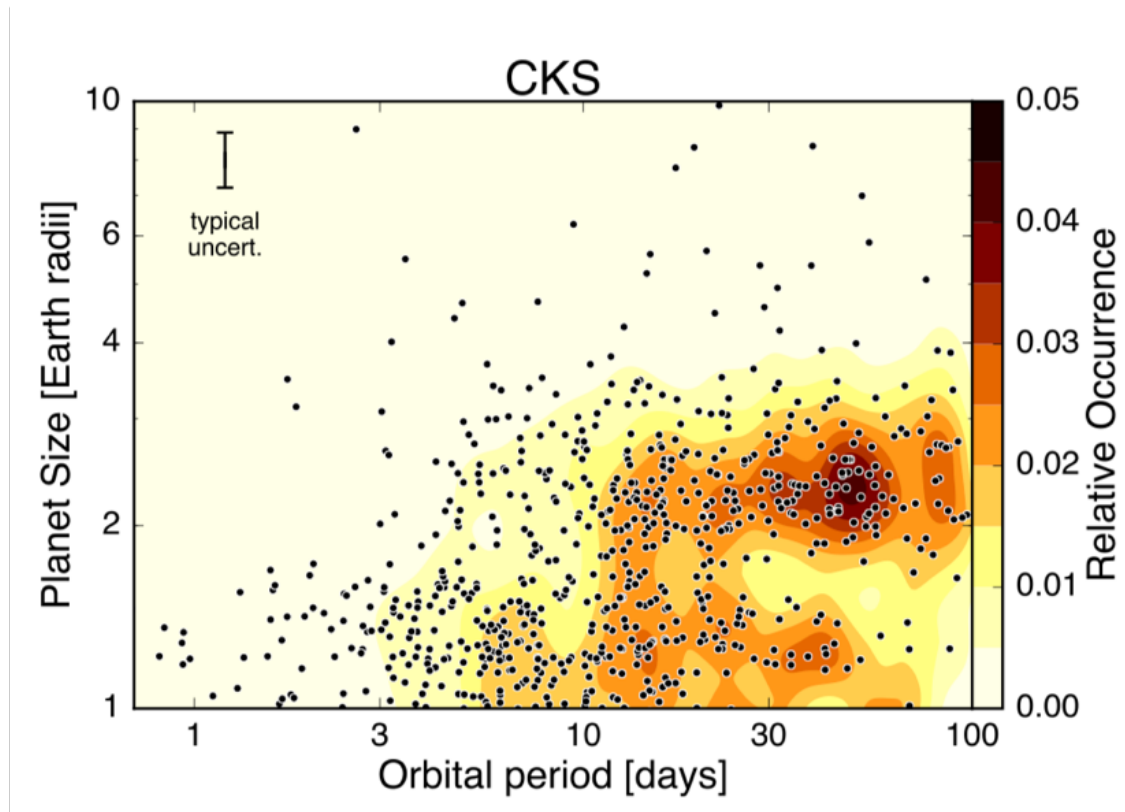


図 2.2: 観測された惑星の半径-周期図 (Fulton et al. 2017)。観測された惑星が点で表されており、割合が色で表示されている。半径が 1.5 地球半径以下の惑星と 2-3 地球半径の惑星に分けられることが分かる。

図 2.2 は観測された系外惑星の半径-周期分布である。半径が 1.5-2.0 地球半径の惑星の

数が少ないことが分かる。こうしたギャップは惑星大気の蒸発によって説明できる可能性がある (Owen and Wu 2017)。質量が十分大きい場合は大気の種類が大きい、自己重力によって圧縮されるために半径がおおよそ質量に依存しなくなる。この場合は惑星の重力が十分に大きく、質量損失のタイムスケールが十分に長くなるために惑星が安定に存在する。しかし、大気の種類が十分大きくない場合は大気が惑星の半径を大きくすることで惑星が中心星から受け取る高エネルギー光子が増える一方で惑星の重力は強くないために大気蒸発によってコアのみになってしまう。

コアのみになった惑星は Ultra short period planet(USP) と呼ばれる公転周期 1 日以下の惑星になる可能性がある。しかしながら、観測的に USP を持つ中心星の数の金属量依存性とホットジュピターを持つ中心星の数の金属量依存性が異なるためにホットジュピターは USP の起源ではない可能性が示唆されている (Winn et al. 2017)。

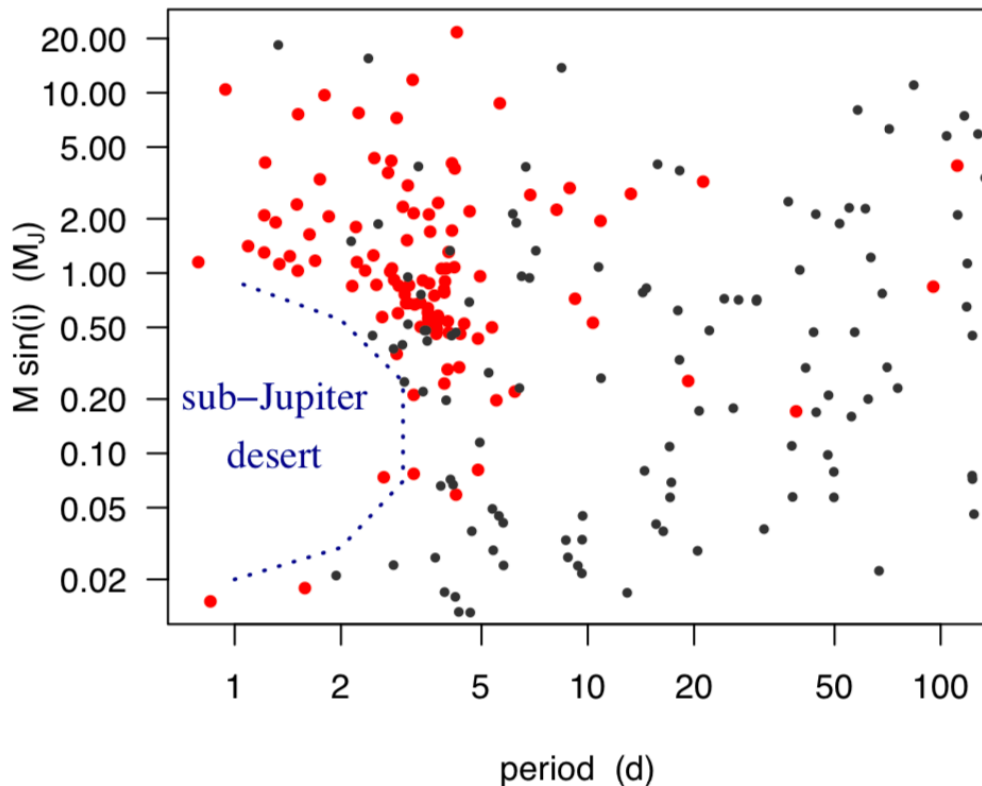


図 2.3: 惑星質量-周期図 (Szabó and Kiss 2011)。赤点がトランジットによって観測された惑星、黒点がトランジット以外の手法で観測された惑星を表す。質量が木星の 0.2 倍程度で周期が短い惑星があまり存在しない (Sub-Jupiter desert) ことが分かる。

12 惑星大気蒸発過程

図 2.3 は観測された系外惑星の質量-周期分布である。質量が木星質量の半分から 1/5 程度の範囲で周期が短い惑星が存在していないことが分かる。こうした領域は sub-Jupiter desert や Neptune desert (Mazeh et al. 2016) と呼ばれたりする。図 2.2 のギャップとは質量 (半径) および周期の範囲が異なり、図 2.3 は海王星程度である。惑星質量が木星程度であると重力が十分に強いために大気蒸発量が小さくなるが軽いと大気蒸発量が大きくなるために安定して存在できない可能性がある。短周期の系外惑星が見つかり難いことは、トランジット観測が短周期の系外惑星を見つけやすいことから観測バイアスによるものではなく物理的な理由がある点でも重要である。

こうした系外惑星の統計的性質は形成および進化に中心星が大きく関わるために中心星のパラメータ依存性についても様々な研究がなされている。

図 2.3 の sub-Jupiter desert では図 2.4 のように中心星のパラメータによる違いが調べられている。desert の境界 (図 2.4 の A の領域) での惑星の分布のみが中心星のパラメータに依存するため、境界中の惑星についてのみ説明する。中心星の温度が $T_{\text{eff}} < 5600\text{K}$ の場合 60% の惑星が 10 日以内の周期である一方で、 $T_{\text{eff}} > 5600\text{K}$ の場合は 10% に過ぎない。中心星の輻射が惑星の分布に影響していることが示唆される。中心星の金属量が $[M/H] > 0.05$ の場合は 3/4 の惑星が 10-11 日以内の周期を持つ一方で、低金属量の中心星では 20% の惑星しかそのような短い周期を持たない。こうした相関は Dong et al. 2018 や Petigura et al. 2018 でも見つかっている。中心星の表面重力によっても desert の境界は変わるが、中心星の表面重力は中心星の表面温度にも依存するために表面温度依存性の結果であると考えられる。こうした観測事実を理解するためには惑星大気蒸発過程の中心星スペクトル依存性および金属量依存性を明らかにすることが重要であると言える。

この節で述べたような系外惑星が持つ統計的性質は惑星大気蒸発に由来すると考えられているものであり、惑星大気蒸発が比較的軽く周期が短い場合に惑星進化に大きな影響を与えることが分かる。本研究では惑星大気蒸発の中心星スペクトル依存性および金属量依存性に着目して、惑星大気蒸発を流体シミュレーションして、中心星温度及び金属量にどのように依存するかを明らかにする。

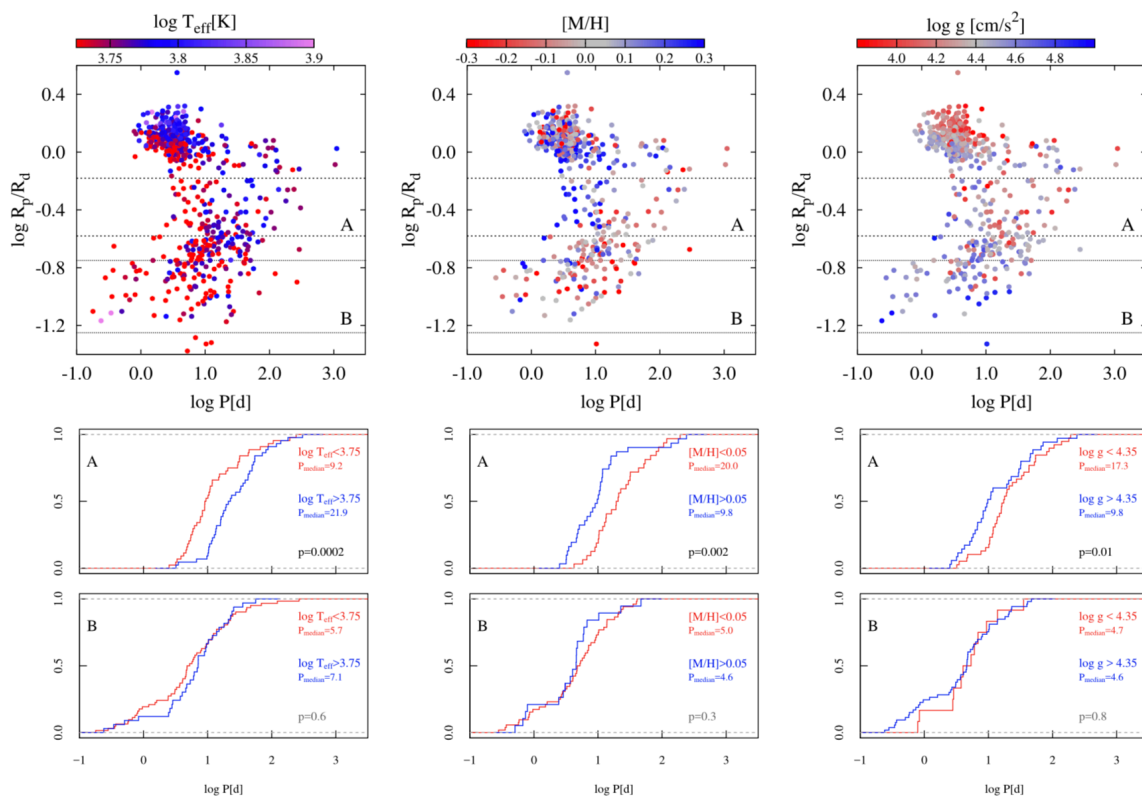


図 2.4: sub-Jupiter desert の中心星依存性 (Szabó and Kálmán 2019)。一番上の列は中心星の表面温度 (左)、金属量 (中央)、表面重力 (右) で色分けされている。下二つの列は上の列の A、B それぞれの領域での累積分布を表している。p は K-S 検定での p 値を表す。

Chapter 3

ガス惑星の大気蒸発

前の章では主に系外惑星の大気蒸発過程およびその観測事実についてまとめた。系外惑星の大気蒸発は観測可能であるものの、ライマンアルファ輝線は星間物質 (ISM) に吸収されてしまうために蒸発率の見積もりには大きな不定性が残る。そのため様々な系外惑星の大気蒸発で起こる物理過程を知るためには理論的な計算が欠かせない。理論的な計算には前の章で説明した式 2.5 のような解析的な計算の他に流体シミュレーションを用いたものがある。解析的な計算で用いられるような近似がなく多次元計算であれば惑星の昼側、夜側の存在の影響を含めた正確な蒸発率がわかる。本研究では 2 次元輻射流体計算コード (Nakatani et al. 2018a) を用いて惑星大気蒸発過程を計算した。この章では本研究で用いた流体シミュレーションの基礎を説明したのちに本研究でのセットアップについて説明する。

3.1 輻射流体計算

これまで様々な輻射流体計算を用いて系外惑星大気蒸発のシミュレーションが行われてきた (Yelle 2004, Murray-Clay et al. 2009, Tripathi et al. 2015, Wang and Dai 2018, Allan and Vidotto 2019)。それぞれの計算は、次元や化学反応などに違いがある一方で、基礎方程式は同じである。この節では本研究で用いた流体計算の基礎を説明するが、化学反応の数や加熱・冷却過程などの部分以外は従来の研究でも同様である。従来の研究と本研究の違いは後の節でまとめる。また、こうした輻射流体計算は惑星大気蒸発のみならず分子雲や原始惑星系円盤の蒸発でもほぼ同様の計算が行われている。

3.1.1 基礎方程式

この節では惑星大気蒸発過程の理論計算でよく用いられる基礎方程式について説明する。惑星と一緒に公転している座標系で考え、惑星は中心星と近いために潮汐固定されており自転

は存在しないものとする。

ガス密度 ρ 、速度 \mathbf{v} 、圧力 P 、エネルギー密度 E として
質量保存の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{v} = 0 \quad (3.1)$$

運動方程式

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right] + \nabla P = \rho \nabla \Phi \quad (3.2)$$

エネルギー保存の式

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot (E + P + \rho \Phi) \mathbf{v} = \rho (\Gamma - \Lambda) \quad (3.3)$$

が基礎方程式である。ここでは、惑星および中心星からの重力と公転による遠心力によるポテンシャル Φ を用いた。具体的には M_p, M_* を惑星および中心星の質量、 r, r_* を惑星および中心星の中心からの距離、 a を惑星と中心星の距離として

$$\Phi = -\frac{GM_p}{r} - \frac{GM_*}{r_*} - \frac{1}{2} \frac{GM_* r_*^2}{a^3} \quad (3.4)$$

である。ここで公転運動によるコリオリ力の効果は上のポテンシャルには入っていない。コリオリ力は大気蒸発率を変えるというよりも流れの向きを変える効果がある (Shaikhislamov et al. 2018)。本研究では2次元軸対称を仮定して計算するためにコリオリ力の効果は無視した。中心星からの重力及び遠心力は中心星方向の外場として導入した。中心星から近い惑星は潮汐固定されて常に同じ面を中心星に向けるようになるために自転の効果は含んでいない。

状態方程式は理想気体の状態方程式

$$E = \frac{1}{2} \rho \mathbf{v}^2 + \frac{P}{\gamma - 1} \quad (3.5)$$

$$P = \frac{\rho k T}{\mu m_H} \quad (3.6)$$

を用いた。ただし、 γ は adiabatic index、 μ は平均分子量、 m_H は水素原子質量を表す。厳密には惑星大気の自己重力の効果が入っていないが、後で見るように惑星大気の質量と惑星の質量では惑星大気の質量が軽いために問題ない。また、 Γ, Λ はそれぞれ単位質量あたりの heating rate, cooling rate で次の章で扱う。

これら3つの基礎方程式に加えて次の化学反応の式がシミュレーションで解く式である。

$$\frac{\partial n_{Hy_i}}{\partial t} + \nabla \cdot (n_{Hy_i} \mathbf{v}) = n_H R_i \quad (3.7)$$

ただし、 n_H は全ての水素原子核の数密度、 y_i は化学種 i の割合、 R_i は化学反応率を表す。本研究で取り入れた具体的な化学反応および反応率は Appendix C で示す。

上の 4 つの方程式を適当な初期条件、境界条件で解くことでガスの物理的な構造が求まる。大気蒸発率はガスの惑星動径方向速度 v_r として

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \langle \rho v_r \rangle \quad (3.8)$$

で計算できる。ただし、 $\langle \rangle$ は惑星中心から距離 r での空間平均を表す。

通常の流体計算に中心星および惑星によるポテンシャル、中心星からの加熱、冷却、化学反応が加わっている。多くの場合は 1 次元球対称の計算が行われているが、2 次元、3 次元で計算した研究も存在する。本研究では惑星の昼側、夜側の温度差の影響を取り入れつつ計算量を抑えるために 2 次元軸対称で流体計算を行った。

3.1.2 加熱、冷却過程

前節で導入した heating rate, cooling rate Γ, Λ は惑星大気蒸発計算の上で最も重要である。また、こうした加熱および冷却は ISM (星間物質) の文脈でよく調べられていて、大気蒸発計算でも ISM と同様の加熱および冷却が考えられることが多い。

最初に Extreme Ultraviolet (EUV) による光電離加熱について説明する。EUV は 13.6 eV 以上のエネルギーの光で水素を電離させることができる。電離で放出された電子がガスと衝突することによってガスを加熱する。中心星から 1 秒あたりに放出される周波数 ν の EUV 光子の数を Φ_ν とすると中心星から距離 r での EUV フラックス $F_\nu(r)$ は吸収を考慮すると柱密度 N_H 、反応断面積 σ_ν を用いて

$$F_\nu(r) = \frac{\Phi_\nu}{4\pi r^2} \exp(-\sigma_\nu N_H) \quad (3.9)$$

となる。反応断面積は、Osterbrock and Ferland 2006 から $h\nu_1 \simeq 13.6$ eV として

$$\sigma_\nu = 6.3 \times 10^{-18} \left(\frac{h\nu}{h\nu_1} \right)^{-3} \text{ cm}^2 \quad (3.10)$$

光電離率及び光電離加熱率は EUV フラックスを用いて

$$R_{\text{ion}} = \frac{n_{\text{HI}}}{n_H} \int_{\nu_1}^{\infty} d\nu \sigma_\nu F_\nu \quad (3.11)$$

$$\Gamma_{\text{EUV}} = \frac{1}{\rho} n_H \int_{\nu_1}^{\infty} d\nu \sigma_\nu h(\nu - \nu_1) F_\nu \quad (3.12)$$

で与えられる。本研究では平行光線に沿った柱密度 N_H を計算し、式 3.9 を用いて EUV の輻射輸送を求め、式 3.11 及び式 3.12 を用いて光電離及び光電離加熱を計算している。

従来の大気蒸発の理論計算では、EUV光子のエネルギーを固定したものや (Murray-Clay et al. 2009, Tripathi et al. 2015)、加熱へのエネルギー効率を与えて計算していたもの (Yelle 2004) があるが、いずれにせよ、こうした EUV が水素を電離させることによる加熱が考えられていた。本研究では黒体放射を仮定して EUV flux を 1 秒あたりの光子数として導入している。

次に Far Ultraviolet(FUV) による加熱について説明する。FUV は 13.6 eV 以下の UV であり、水素原子を電離させることはできないが、水素分子解離や光電効果によりガスを加熱することができる。これまでの理論研究の多くでは FUV による加熱が考慮されていなかった。しかし、中心星からの放射エネルギーは高エネルギーの EUV 光子と比べ FUV 光子の方が放射量が多く無視できないと考えられる。

水素分子の解離は $11.2 \text{ eV} < h\nu < 13.6 \text{ eV}$ の Lyman-Werner photon と呼ばれる FUV が引き起こす。このエネルギーの光は水素分子に吸収されて励起させる。励起した水素分子の約 10% が水素原子に解離する (Tielens and Hollenbach 1985)。解離した水素はガスにおよそ 0.4eV の運動エネルギーを与える。また、FUV によって励起した水素分子は周囲の水素原子および水素分子と衝突することで脱励起する。この際にガスに $\sim 2.6 \text{ eV}$ のエネルギーを与える。また、水素分子のみならず CO, OH, H₂O のような分子も FUV によって解離されるが、ガス中の量が少ないため加熱への寄与は小さい。

最後に FUV による Photoelectric heating (光電加熱) について説明する。ガス中のダスト粒子や PAH 分子が仕事関数 $\sim 6 \text{ eV}$ よりも高エネルギーの FUV を吸収し、光電子を放出する。光電子が熱化することでガスを加熱する。ダスト粒子の種類やサイズ分布によって加熱率は異なるが、本研究では惑星大気中のダストを星間物質と同様であると仮定した。ダストはグラファイトおよび PAH (Polycyclic Aromatic Hydrocarbon) 分子で星間物質の MRN(Mathis et al. 1977) のサイズ分布を仮定するとすると、加熱率は

$$\Gamma_{\text{pe}} = 10^{-24} \epsilon G_{\text{FUV}} n_{\text{H}} Z/Z_{\odot} \quad (3.13)$$

$$\epsilon = \left[\frac{4.87 \times 10^{-2}}{1 + 4 \times 10^{-3} (G_{\text{FUV}} \sqrt{T}/n_e)^{0.73}} + \frac{3.65 \times 10^{-2} (T/10^4 \text{ K})^{0.7}}{1 + 2 \times 10^{-4} G_{\text{FUV}} \sqrt{T}/n_e} \right] \quad (3.14)$$

で与えられる (Bakes and Tielens 1994)。詳しくは次の節で説明する。

本研究では FUV の減光率を $A_v = 5.34 \times 10^{-22} N_{\text{H}} (Z/Z_{\odot}) \text{ mag cm}^2$ として FUV flux を $G_{\text{FUV}} = L_{\text{FUV}} e^{-1.8 A_v} / (4\pi r^2 \times 1.6 \times 10^{-3} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1})$ で計算している。

EUV 及び FUV の加熱計算をまとめると図 3.1 のようになる。

次に冷却過程について説明する。惑星大気は上で述べたような加熱過程によって温められて膨張する。膨張の際に仕事をするのでガスは冷却される。このような冷却過程を adiabatic cooling (断熱冷却) と呼び冷却率は

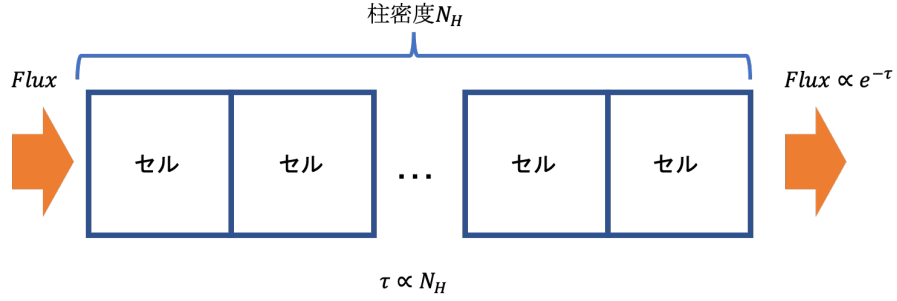


図 3.1: EUV 及び FUV による加熱率計算に用いる輻射輸送の概念図。柱密度を計算した後にそれぞれ flux の計算を行う。

$$\Lambda_{adi} = -P \frac{d}{dt} \frac{1}{\rho} \quad (3.15)$$

蒸発を起こしている惑星大気ではこの冷却が主要となる。その他の冷却過程として電離水素の再結合による冷却およびライマンアルファ輝線による冷却が挙げられる。電離水素が自由電子と結合し光を放出することで電子の運動エネルギーの内およそ 2/3 が失われる (Spitzer 1978)。再結合による冷却率は反応率 R_{rec} を用いて

$$\Lambda_{rec} = \frac{2}{3} kT R_{rec} n_e n_{H^+} \quad (3.16)$$

で与えられる。

また、衝突によって励起された水素がライマンアルファ輝線を放出することによる冷却率は

$$\Lambda_{Ly\alpha} = \left(\frac{7.5 \times 10^{-19} e^{-118348K/T}}{1 + \sqrt{T/100000K}} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \right) n_e n_H \quad (3.17)$$

で与えられる (Anninos et al. 1997, Black 1981)。実際の冷却率はホットジュピター大気の輻射輸送計算によって一桁ほど小さいことが指摘されている (Menager et al. 2013)、しかし主要ではないためにいずれにせよ無視できる。また、重金属による輝線冷却も存在すると考えられる。本研究では CII および OI の微細構造線による冷却、CO 分子の回転振動遷移による冷却も取り入れたが、4.1 節の結果で述べるように冷却はほとんど adiabatic cooling が担うため無視できる。

3.2 Photoelectric heating

この節では本研究で用いた Photoelectric heating rate(Bakes and Tielens 1994 および Draine and Sutin 1987) を説明する。本研究で取り扱う Photoelectric heating rate は非常に小さな グラファイトおよび PAH からの寄与のみを取り扱った。FUV スペクトルは 30000 K の黒体放射を仮定したものである。PAH はベンゼンのような芳香環が縮合した分子で星間空間のみならず土星の衛星タイタンの大気中でも発見されている。ホットジュピターにおいても PAH が形成されることが理論的に示唆されている。本研究では、ISM と同様な PAH および グラファイトが惑星大気に存在することを仮定している。そのため、実際の観測で PAH および グラファイトの量が ISM と異なることが判明した場合は本研究での PAH および グラファイトの量を変化させた場合の計算が適応できる。

N_c 個の炭素原子から成り、電荷 Z の粒子による Photoelectric heating rate は、 σ_{abs} を 反応断面積、 Y を吸収された光子あたりの光電子数、 g を運動エネルギー分配関数として

$$H(N_c, Z) = W\pi \int_{\nu_Z}^{\nu_H} \sigma_{\text{abs}}(N_c)Y(N_c, IP_Z)B_\nu(\nu, T_{\text{eff}})g(N_c, IP_Z)d\nu \quad (3.18)$$

G_0 を Habing field ($1.6 \times 10^{-3} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) で規格化された FUV flux、 F_{FUV} をスペクトル中の FUV の割合として

$$W = \frac{1.6 \times 10^{-3} G_0}{\sigma T_{\text{eff}}^4 F_{\text{FUV}}} \quad (3.19)$$

である。また、積分範囲は電荷 Z に対応する電離ポテンシャル IP_Z に対応する周波数 ν_Z からライマン周波数 ν_H で B_ν は黒体放射のプランク関数である。つまりここでは FUV スペクトルを黒体放射によるものと仮定している。

$N_c \sim N_c + dN_c$ の粒子の数密度を $n(N_c)$ とすると合計の photoelectric heating rate は

$$\Gamma_{\text{pe}} = \int_{N_-}^{N_+} \sum_Z H(N_c, Z) f(N_c, Z) n(N_c) dN_c \quad (3.20)$$

$f(N_c, Z)$ は N_c, Z の粒子の割合である。サイズ分布は MRN 分布 (Mathis et al. 1977) の

$$n(N_c) dN_c = B_c N_c^{-\beta} dN_c \quad (3.21)$$

とする。ただし、ここでは PAH が球状である場合の $N_c \approx 0.5(a/\text{\AA})^3$ を仮定して $B_c = 1.24 \times 10^{-6}, \beta = 11/6$ 。

3.2.1 ダストの電離

上で述べたように photoelectric heating rate の計算には電荷 Z の粒子の割合が必要である。Photoelectron emission rate、イオンと電子の降着率をそれぞれ $J_{\text{pe}}, J_{\text{ion}}, J_e$ とすると電離平

衡は

$$f(Z)[J_{\text{pe}} + J_{\text{ion}}] = f(Z+1)J_e \quad (3.22)$$

で与えられる。ここから

$$f(Z > 0) = f(0) \prod_{Z'=1}^Z \left[\frac{J_{\text{pe}}(Z'-1) + J_{\text{ion}}(Z'-1)}{J_e(Z')} \right] \quad (3.23)$$

$$f(Z < 0) = f(0) \prod_{Z'=Z}^{-1} \left[\frac{J_e(Z'+1)}{J_{\text{pe}}(Z') + J_{\text{ion}}(Z')} \right] \quad (3.24)$$

である。 $f(0)$ は $f(Z)$ の総和が1 という規格化によって決まる。 Z の最大値及び最小値は電離ポテンシャルが 13.6eV を越える時の Z 、0 になる時の Z で決まる。これらはダストサイズに依存するがおよそ 10 ~ 100 の範囲である。また、 J_{ion} は J_{pe} と比べて小さいため無視する。

イオンおよび電子の降着率 J_{ion}, J_e は、より一般に数密度 n_i 、質量 m_i 、電荷 q_i の粒子の半径 a のダストへの降着率が

$$J_i = n_i \left(\frac{8kT}{\pi m_i} \right)^{1/2} \pi a^2 \tilde{J} \left(\tau = \frac{akT}{q_i^2}, \nu = \frac{Ze}{q_i} \right) \quad (3.25)$$

と書けることから計算できる。ただし、 \tilde{J} は換算温度 τ および粒子とダストの電荷の比 ν の関数で

$$\tilde{J}(\tau, \nu = 0) = 1 + \left(\frac{\pi}{2\tau} \right)^{1/2} \quad (3.26)$$

$$\tilde{J}(\tau, \nu < 0) \approx \left[1 - \frac{\nu}{\tau} \right] \left[1 + \left(\frac{2}{\tau - 2\nu} \right)^{1/2} \right] \quad (3.27)$$

$$\tilde{J}(\tau, \nu > 0) \approx [1 + (4\tau + 3\nu)^{-1/2}]^2 \exp(-\theta_\nu/\tau) \quad (3.28)$$

と表すことができる。ただし、 $\theta_\nu = \nu/(1+\nu^{-1/2})$ 。ここではダストの電子親和力は 1eV 以上で電子が十分降着しやすいと仮定した。電子親和力が 1eV 以下の場合は上の表式よりも J_{pe} は小さくなる。

また、 $G_0 = 1$ での J_{pe} は

$$J_{\text{pe}} = W \pi \int_{\nu_Z}^{\nu_H} Y_{\text{ion}} \sigma_{\text{abs}} \frac{B_\nu}{h\nu} d\nu \text{ electrons s}^{-1} \quad (3.29)$$

吸収された光子 1 個あたりの光電子数 Y_{ion} はダストサイズに依存する。Draine 1978 によると

$$Y_{\text{ion}} = Y_\infty \left(1 - \frac{IP_z}{h\nu} \right) f_y(N_c) \quad (3.30)$$

と書くことができる。 $G_0 \neq 1$ の場合は J_{pe} に G_0 をかければ良い。ここで $f_y(N_c)$ は小さなダストの場合とバルクの場合の光電子数の比である。ダスト中の炭素から放出された光電子は表面にたどり着くまでに炭素と衝突して表面にたどり着けない可能性がある。ダスト表面から x だけ内側の部分から光電子が放出される確率が $\exp(-x/l_e)$ に比例すると仮定するとダストの光減衰長 l_a 、電子脱出長 l_e に依存する関数

$$f_y(N_c) = \left(\frac{\xi}{\alpha}\right)^2 \frac{\alpha^2 - 2\alpha + 2 - 2e^{-\alpha}}{\xi^2 - 2\xi + 2 - 2e^{-\xi}} \quad (3.31)$$

で近似できることが知られている (Watson 1972)。

ただし、 $\xi = a/l_a$, $\alpha = a/l_a + a/l_e$ である。実験からわかる光減衰長及び電子脱出長は典型的には $l_a = 10^{-6}$ cm, $l_e = 10^{-7}$ cm である。この関数はダストサイズ a が大きくなると 1 に近く (バルクに近く)。また、バルクの場合の光電子数は $Y_\infty = 0.14$ 。

反応断面積 σ_{abs} を Draine&Lee 1984 の 30\AA の半径のグラファイトの計算結果を $N_c \approx 0.5(a/\text{\AA})^3$ でスケールさせたものを使い計算結果 ($T_{eff} = 3 \times 10^4$ K) を fitting すると

$$\frac{J_{pe}}{N_c f_y(N_c)} = 2.5 \times 10^{-13} (13.6 - IP_z)^{1.983} \text{ electrons s}^{-1} \quad (3.32)$$

が得られる。

電離ポテンシャルは PAH の形状に依存する。

$$IP_z = 4.4 + \frac{25.1 \times (2Z + 1)}{2N_c^{1/2}} \text{ eV (ディスク)} \quad (3.33)$$

$$IP_z = 4.4 + \frac{11.1 \times (2Z + 1)}{2N_c^{1/3}} \text{ eV (球状)} \quad (3.34)$$

運動エネルギー分配関数は高エネルギーの光子に対して半分のエネルギーが励起に消費されるとして

$$g(N_c, IP_z) = \frac{1}{2} \left(\frac{h\nu - IP_z}{h\nu} \right) \quad (3.35)$$

とする。

ここまでで J_{pe} , J_e および IP_z が求まったので $f(N_c, Z)$ を式 3.23 および 3.24 から計算することができる。図 3.2 は Tielens& Hollenbach 1985 の PDR モデルのパラメータ ($G_0 = 10^5$, $n_e = 75 \text{ cm}^{-3}$, $T = 1000$ K, $N_c = 1500$) の場合での $N_c = 1500$ の粒子の電荷分布である。

また、 $H(N_c, Z)$ も J_{pe} と同様に計算できて fitting すると

$$\frac{H(N_c)}{N_c f_y(N_c)} = 1.4 \times 10^{-25} (13.6 - IP_z)^{2.987} \text{ erg s}^{-1} \quad (3.36)$$

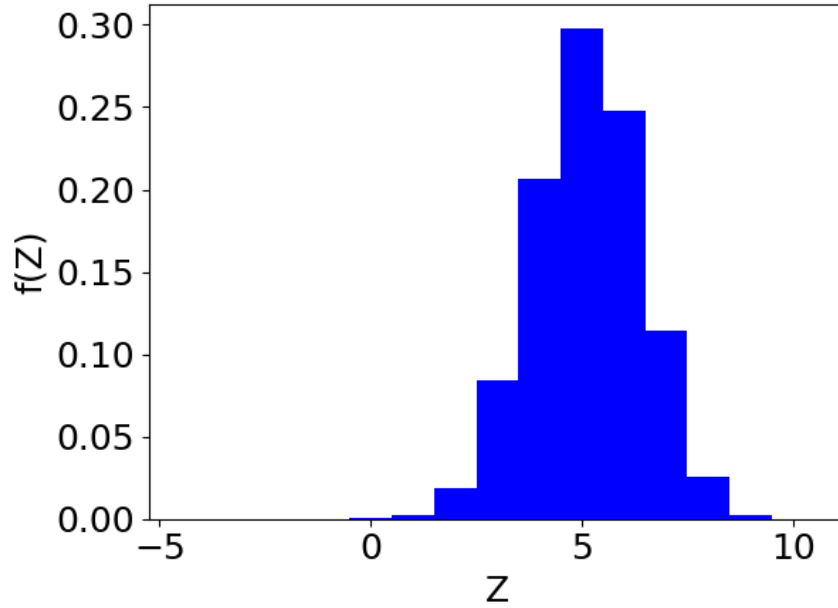


図 3.2: $G_0 = 10^5$, $n_e = 75 \text{ cm}^{-3}$, $T = 1000\text{K}$, $N_c = 1500$ の場合の電荷 Z の粒子の割合。

が得られる。 $f(N_c, Z)$ および $H(N_c, Z)$ から式 3.20 を用いて Photoelectric heating rate を計算することができる。こうして得られる Photoelectric heating rate は $N_c < 1500$ の小さい PAH からの寄与が半分程度であることがわかっている。

Photoelectric heating は G_0, n_e, T に依存するが、中性ダストの割合が $G_0 T^{1/2} / n_e$ の関数であるので、Photoelectric heating rate もほとんど $G_0 T^{1/2} / n_e$ の関数になる。

PAH ダストが全て球状であると仮定して得られる Photoelectric heating rate を $G_0 T^{1/2} / n_e$ の関数として fitting すると Photoelectric heating efficiency が

$$\epsilon = \frac{3 \times 10^{-2}}{1 + 2 \times 10^{-4} G_0 T^{1/2} / n_e} \quad (3.37)$$

となる。より現実的に 15\AA 以下の PAH はディスク状であるとするすると Photoelectric heating rate が増えて本研究で用いたようなものになる。

3.3 中心星からの高エネルギー放射

前節で扱ったように惑星大気の加熱には中心星からの高エネルギー放射が重要となる。星からの高エネルギー放射量は星の質量や温度、年齢に依存する。特に年齢によって放射機構が

変わるため、この節では若い前主系列星の場合と通常の主系列星の場合の高エネルギー放射について説明する。

1. 前主系列星 (PMS) の場合

前主系列星は水素燃焼を起こす前の若い恒星である。 $2M_{\odot}$ 以下の場合には T タウリ型星、 $2M_{\odot}$ 以上の場合にはハービッグ Ae/Be 型星と呼ばれる。前主系列星は磁場が強く、フレアから高エネルギー光子が放出される。また、質量降着による衝撃波も高エネルギー光子を放出する一因となる。観測から質量 M 光度 L の前主系列星の FUV および X 線の光度 $L_{\text{FUV}}, L_{\text{X}}$ は

$$L_{\text{X}} \sim 2.3 \times 10^{30} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{1.44} \text{ erg s}^{-1} \quad (3.38)$$

$$L_{\text{FUV}} \sim 10^{-3.3} L \quad (3.39)$$

のように表すことができることが知られている (Flaccomio et al. 2003, Preibisch et al. 2005, Valenti et al. 2003, Gorti and Hollenbach 2009)。ただし、 L は星全体の光度を表す。一方で EUV はほとんど ISM に吸収されてしまうために観測が難しい。 $L_{\text{EUV}} \sim 10^{41-44} \text{ photons s}^{-1}$ と見積もられている (Alexander et al. 2005) 程度である。前主系列星は高エネルギー放射が強い一方で寿命が短いため木星質量のホットジュピターを蒸発させることは難しいと考えられている (Murray-Clay et al. 2009, Allan and Vidotto 2019)。

2. 主系列星の場合

前主系列星が重力収縮して中心温度が 1000 万度を超えると水素燃焼が始まる。水素燃焼している恒星を主系列星という。星は一生のほとんどを主系列段階で過ごす。この主系列段階では質量降着が終了しているために降着衝撃波による高エネルギー放射は存在しない。フレアやコロナ、彩層から高エネルギー光が放出される。フレアや彩層は恒星表面の磁気活動に由来する。表面が 8500K 以上の A 型星になると表面の対流層がなくなり放射層になることが理論的に知られている (Bohn 1984)。観測的にも A 型星の温度が低いほど X 線が検出されやすいことがわかっている (Simon et al. 1995, Panzera et al. 1999, Schröder and Schmitt 2007)。X 線および EUV は恒星表面の活動に由来する一方で、太陽以上の表面温度では光球からの FUV が卓越する (Fossati et al. 2018)。M 型星のような低温の恒星では FUV も光球ではなく彩層のような表面活動に起因するものとなる (Peacock et al. 2019)。EUV luminosity に関しては観測が少ないが、X 線 luminosity は星の表面温度にあまり依存しないことが観測的に知られている (Zickgraf et al. 2005)。また、星の年齢に応じて光度が下がっていく (Sanz-Forcada et al. 2011)。

太陽の EUV flux は時間変動するが、おおよそ $3 \times 10^{27} \text{ erg s}^{-1}$ である (Woods et al. 1998)。FUV flux は 5800K の光球からの放射として $3.5 \times 10^{29} \text{ erg s}^{-1}$ (Husser et al. 2013)。フレアなどの活動からの放射を除いた光球からの放射は図 3.3 のようにおおよそ同じ温度の黒体放射 $B_\lambda(T)$ で近似できるが、 H^- によって透明度が決まるため FUV flux は黒体放射の場合と差が生まれる。

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \quad (3.40)$$

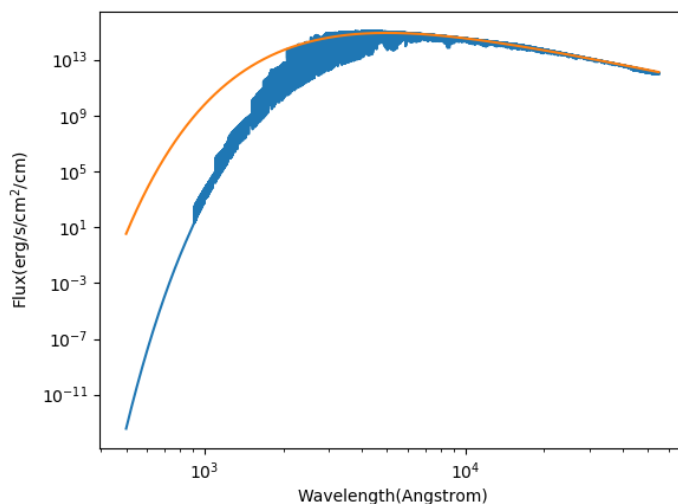


図 3.3: 5800K のスペクトル (青線、Husser et al. 2013) および 5800K の黒体放射 (オレンジ線)。星のスペクトルはおおよそ黒体で近似できることがわかる。

3.4 先行研究および本研究の比較

ここまでで惑星大気蒸発における輻射流体計算について説明してきた。この節では先行研究および本研究の手法の比較を表にまとめる。

研究	惑星質量	中心星	加熱源	次元
Murray-Clay et al. 2009	$0.7M_J$	太陽型星, PMS	EUV	1
Tripathi et al. 2015	$0.53M_J$	太陽型星	EUV	3
Wang & Dai 2018	$0.01\text{-}0.063M_J$	太陽型星, PMS	X-ray + EUV + FUV	2.5
Shaikhislamov et al. 2018	$0.07, 0.71M_J$	M-dwarf, 太陽型星	EUV+FUV (ダストなし)	3
本研究	$0.3\text{-}0.1M_J$	G-A 型星	EUV+FUV	2

表から木星と比べて軽いガス惑星およびダストの影響を計算した研究があまりなかったことがわかる。しかし、前の章で述べたように軽いガス惑星の進化は惑星大気蒸発に影響されるために理論計算をする必要がある。また、高温の中心星の場合についてはほとんど考慮されていないことがわかる。

本研究ではFUVによるダスト光電加熱の影響を含めた計算を行い、中心星のスペクトルタイプ依存性及び金属量（ダスト量）依存性について調べる。

3.5 数値計算の設定

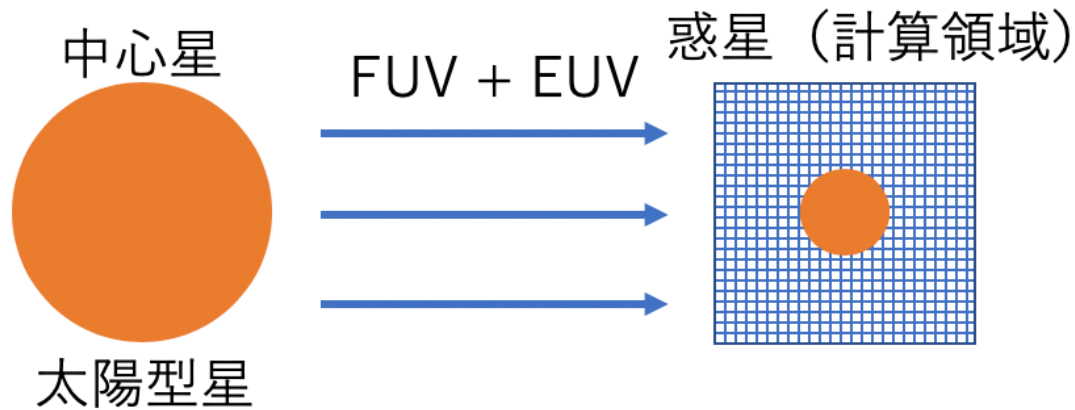


図 3.4: 本数値計算の概念図。中心星からの放射が計算領域の境界から入射して惑星大気を蒸発させる。

流体計算には、PLUTO(version 4.1; Mignone et al. 2007) を用いた。2次元軸対称（円筒座標）で計算領域は $0 < R < 4 \times 10^{10} \text{cm}$, $-4 \times 10^{10} \text{cm} < Z < 4 \times 10^{10} \text{cm}$ 、解像度は $R \times Z = 480 \times 980$ とした。メッシュ間隔は一定である。図 3.4 のように計算領域の中心に惑星がある。詳細な計算手法に関しては次の節で説明する。PLUTO による流体計算は様々な研究に用いられており、以下の図 3.5 のような double mach reflection でのテスト計算も行われている。この計算はマッハ数 10 の衝撃波が壁に 60° の角度でぶつかる場合の計算である。

輻射輸送計算には、Kuiper et al. 2010 で開発された輻射輸送モジュールを用いている。このモジュールは大質量星の降着円盤や初代星の形成、原始惑星系円盤の光蒸発等の様々な分野で用いられているものである。

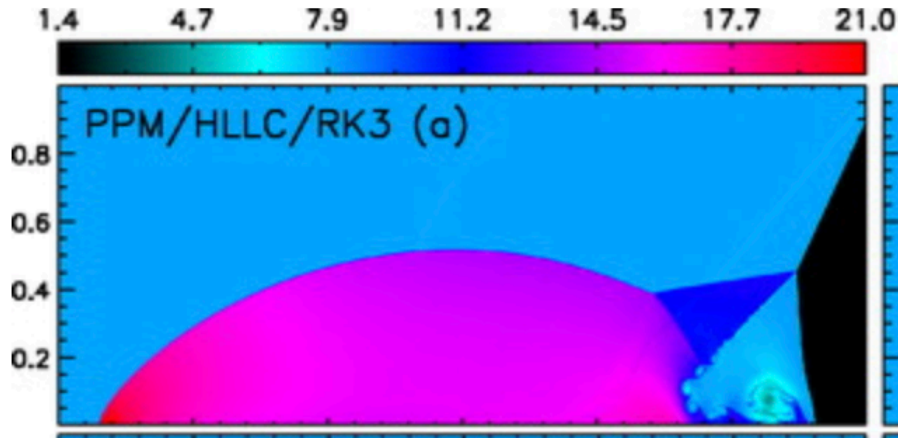


図 3.5: PLUTO によって計算された double mach reflection の $t=0.2$ での密度分布 (Mignone et al. 2007)。衝撃波が壁に 60° の角度でぶつかる。

3.5.1 HLLC 法

この節では本研究で流体計算をするにあたって用いた HLLC 法 (Toro et al. 1994) および HLL 法 (Harten et al. 1983) について説明する。HLLC 法は近似的なリーマン解法であり計算量が少ない割に精度が良いことが特徴である。簡単のため 1 次元で惑星からの重力も存在しない場合を考える。すると基礎方程式は

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} = 0 \quad (3.41)$$

と書くことができる。ただし、

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho v \\ \rho E \end{pmatrix}, \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho v^2 + P \\ \rho H v \end{pmatrix} \quad (3.42)$$

数値計算では空間および時間は離散的にしか扱えない。時間ステップを n 、空間のセルインデックスを k とすると、上の式は

$$U_k^{n+1} = U_k^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} \Delta F_k \quad (3.43)$$

と書ける。ただし、 $\Delta t = t_{n+1} - t_n$, $\Delta x = x_{k+1/2} - x_{k-1/2}$ 。

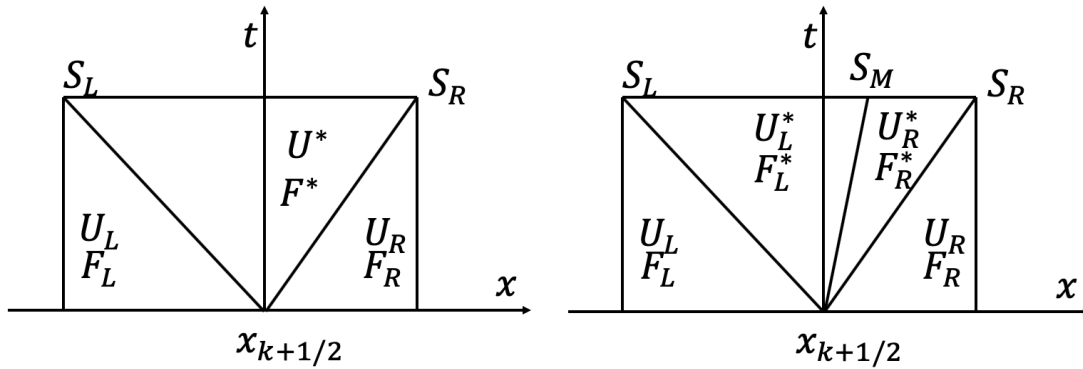


図 3.6: HLL 法 (左) および HLLC 法 (右)。

まず、HLL 法について説明する。図 3.6 (左) のような x - t 空間を考える。 S_R, S_L を $x_{i+1/2}$ での左右への最大伝達速度とする。ここで $S_L \Delta t < x < S_R \Delta t$ が一様であるとする。

それぞれの領域内は一様とする。すると式 3.41 の積分形から

$$U^* = \frac{S_R U_R - S_L U_L - F_R + F_L}{S_R - S_L} \quad (3.44)$$

これを用いて、

$$F_{k+1/2}^* = \begin{cases} F_L & (S_L > 0) \\ F_R & (S_R < 0) \\ U^* & (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (3.45)$$

こうして得られる $\Delta F_k = F_{k+1/2}^* - F_{k-1/2}^*$ と式 3.43 を用いて時間発展を計算する手法が HLL 法 (Harten et al. 1983) である。

HLL 法では $S_L \Delta t < x < S_R \Delta t$ が一様であると仮定したために接触不連続面の存在が考慮できていない。そこで HLLC 法では図のように速度 S_M の接触不連続面を考える。HLL 法の時と同様に積分形から

$$F_L^* = F_L + S_L(U_L^* - U_L) \quad (3.46)$$

$$F_R^* = F_R + S_R(U_R^* - U_R) \quad (3.47)$$

が成り立つ。

$$F_{k+1/2}^* = \begin{cases} F_L & (S_L > 0) \\ F_L^* & (S_L < 0 < S_M) \\ F_R^* & (S_M < 0 < S_R) \\ F_R & (S_R < 0) \end{cases} \quad (3.48)$$

が HLLC 法の流速となる。ここで $v_R^* = v_L^* = S_M, P_R^* = P_L^* = P_M$ と仮定する。すると式 3.47, 3.47 および U, F の表式から、

$$P_L^* = P_L + \rho_L(S_L - v_L)(S_M - v_L) \quad (3.49)$$

$$P_R^* = P_R + \rho_R(S_R - v_R)(S_M - v_R) \quad (3.50)$$

を得る。 $P_R^* = P_L^* = P_M$ から

$$S_M = \frac{P_R - P_L + \rho_L v_L(S_L - v_L) - \rho_R v_R(S_R - v_R)}{\rho_L(S_L - v_L) - \rho_R(S_R - v_R)} \quad (3.51)$$

中間状態 U_K^* ($K=R,L$) は、

$$U_K^* = \rho_K \left(\frac{S_K - v_K}{S_K - S_M} \right) \left(\begin{array}{c} 1 \\ S_M \\ \frac{E_K}{\rho_K} + (S_M - v_K) \left(S_M + \frac{P_K}{\rho_K(S_K - v_K)} \right) \end{array} \right) \quad (3.52)$$

HLL 法でも HLLC 法でも S_R, S_L の見積もりが必要である。本研究では Davis 1988 の方法

$$S_L = \min \{v_L - a_L, v_R - a_R\}, S_R = \max \{v_L + a_L, v_R + a_R\} \quad (3.53)$$

を用いた。ただし、 \min, \max は最小値、最大値を表す。

3.5.2 時間積分：ルンゲクッタ法

前の節で説明した HLLC 法で流速を計算できる。時間発展の計算には流速から次のステップの物理量の計算をする必要がある。本研究では以下で説明するルンゲクッタ法を用いた。

式 3.43 を

$$\mathcal{L}(U^n) = \frac{1}{\Delta x} (F_{k+1/2}^* - F_{k-1/2}^*) \quad (3.54)$$

のように書き換える。 F^* は U^n から HLLC 法を用いて計算できる。

$$U^{(1)} = U^n + \Delta t^n \mathcal{L}(U^n) \quad (3.55)$$

$$U^{n+1} = \frac{1}{2} \left(U^n + U^{(1)} + \Delta t^n \mathcal{L}(U^{(1)}) \right) \quad (3.56)$$

を2次のルンゲクッタ法、

$$U^{(1)} = U^n + \Delta t^n \mathcal{L}(U^n) \quad (3.57)$$

$$U^{(2)} = \frac{1}{4} \left(3U^n + U^{(1)} + \Delta t^n \mathcal{L}(U^{(1)}) \right) \quad (3.58)$$

$$U^{n+1} = \frac{1}{3} \left(U^n + 2U^{(2)} + 2\Delta t^n \mathcal{L}(U^{(2)}) \right) \quad (3.59)$$

のように U^{n+1} を計算する方法を3次のルンゲクッタ法と呼ぶ。今回の計算では関係ないが、時間に依存する境界条件等を考える場合は $U^{(1)}$ は $n+1$ 、 $U^{(2)}$ は $n+1/2$ に対応することに注意が必要である。

3.5.3 初期条件と境界条件

初期条件および境界条件は計算結果に影響するために物理的に正しいものを選ぶ必要がある。Murray-Clay et al. 2009 の結果から惑星大気の上層部は EUV 加熱が強い場合およそ 10000K になることがわかっている。

静水圧平衡にあるポリトロープ大気 $P = K\rho^\gamma$ の惑星中心から距離 r の部分の密度 $\rho(r)$ は惑星表面 $r = R_p$ での密度を ρ_p として、

$$\rho(r) = \left[\frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{GM_p}{K} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R_p} \right) + \rho_p^{\gamma-1} \right]^{1/(\gamma-1)} \quad (3.60)$$

で与えられる。特に等温大気では

$$\rho(r) = \rho_p \exp \left(\frac{GM_p}{c_s^2} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R_p} \right) \right) \quad (3.61)$$

のような形になる。本研究では初期条件として $1.1R_p$ より内側の領域は 2000K の等温大気、外側の領域は 10000K の等温大気として、内側と外側の境界では圧力勾配が連続的に変化するよう密度構造を決めた。また、 $1.1R_p$ での密度を $\rho_p = 4 \times 10^{-13} \text{ g cm}^{-3}$ とした。実際は初期条件が定常状態にならないため、本研究では初期条件から定常状態に十分到達する $t = 2 \times 10^6 \text{ s}$ まで計算した。

FUV が届かないほどの惑星の内側は計算する必要がないため、 $0.85R_p$ よりも内側の部分については時間発展を計算しないようにした。ただし、上で見たようにリーマンソルバーの性質上、時間発展を計算しない領域の情報もその隣の計算する領域の数値流速の計算には用いるので流速の流入および流出は存在する。この内側境界は金属量が小さい場合でも光学的深さ $\tau = 1$ の場所よりも内側になるように選んだ。また、 $R = 4 \times 10^{10} \text{ cm}$, $z = \pm 4 \times 10^{10} \text{ cm}$ の境界では反射を抑えるために密度が内側のセルよりも大きくならないようにし、速度が外向きに音速以上になるようにした。

Chapter 4

ホットジュピターにおける大気蒸発

本研究の Fiducial parameter は表のように定めた。高エネルギーフラックスは EUV については太陽の値、FUV は太陽の 10 倍程度 (6200K 程度の中心星) の値を用いた。FUV は fiducial parameter の場合の蒸発率が高エネルギーフラックスが存在しない場合の境界条件由来の蒸発率と比べて十分に小さくなるように選んだ。また、惑星表面温度が低い場合は、初期条件の大気構造が exponential であるために密度勾配が大きくなりすぎてしまうために 2000K を選んだ。本研究では主に FUV flux 依存性 (中心星スペクトル型依存性) および金属量依存性について着目する。まず初めに fiducial parameter の場合の計算結果を示す。

表 4.1: モデルの各種パラメータ

惑星のパラメータ	
惑星質量	$0.3M_J$
惑星半径	$0.7 \times 10^{10} \text{cm}$
金属量	Z_{\odot}
軌道長半径	0.045 AU
惑星表面温度	2000K
中心星のパラメータ	
星質量	$1M_{\odot}$
星半径	$1R_{\odot}$
L_{EUV}	$1.4 \times 10^{38} \text{photons s}^{-1}$
EUV temperature	10000K
L_{FUV}	$3.5 \times 10^{30} \text{erg s}^{-1}$

図 4.1 は fiducial parameter での温度、密度構造を表す。図の下側境界 (y 軸負の境界) から中心星の放射が入射している。中心に惑星がある。初期状態では第 3 章で述べたように 2000K の惑星および 10000K の惑星大気が置かれている。時間が経つにつれて定常状態に近

づいていく。定常状態では中心星からの重力が存在するためにラグビーボール型の大気構造になっている。中心部分は時間発展を計算していないために 2000K になっている。また、惑星から 1-2 惑星半径外側の部分で音速に達していることがわかる。惑星から蒸発した大気の柱密度を蒸発大気が公転運動に従うと仮定して計算すると惑星から $2R_p$ の位置でおおよそ $N_H \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ であった。

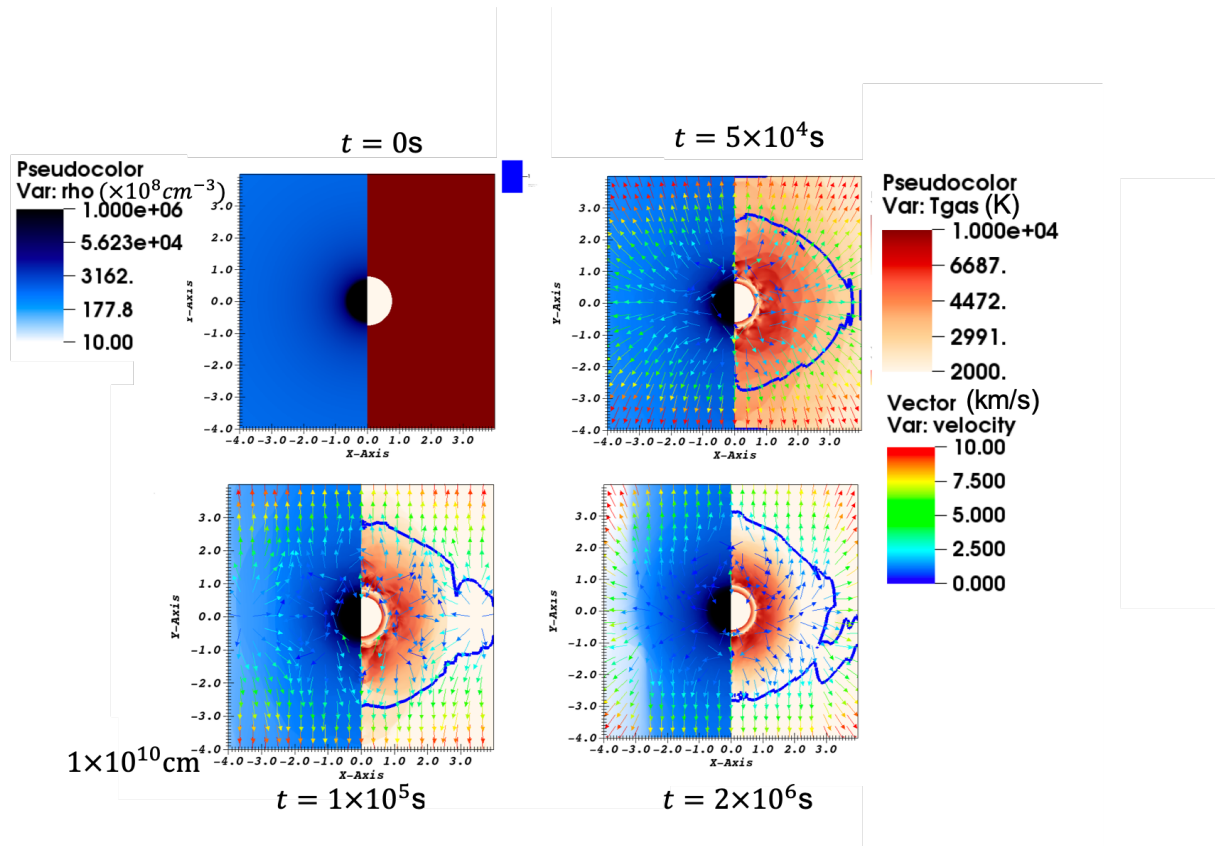


図 4.1: 温度、密度構造および速度分布。右側の青線はマッハ数が1になる部分を表す。中心に惑星が存在し、下側から中心星放射が入射している。それぞれ初期状態 (左上)、 $t = 5 \times 10^4$ 秒後 (右上)、 $t = 1 \times 10^5$ 秒後 (左下)、 $t = 2 \times 10^6$ 秒後 (右下) の様子を表す。図中の単位長さは 10^{10} cm である。以下の図では図における単位は全て同じである。

図 4.2 は定常状態での FUV heating rate および EUV heating rate を表す。惑星に近い密度が高い部分では FUV による加熱が効果的である一方で、密度の低い外側の部分では EUV による加熱が効果的になっている。また、FUV 吸収が効率的な $A_v = 1$ (赤線) は計算領域内 ($0.85R_p$ よりも外側) に位置するために計算設定が問題ないことがわかる。FUV によっ

32 ホットジュピターにおける大気蒸発

て温められた領域はおおよそ 7000K 程度まで加熱されていることがわかる。

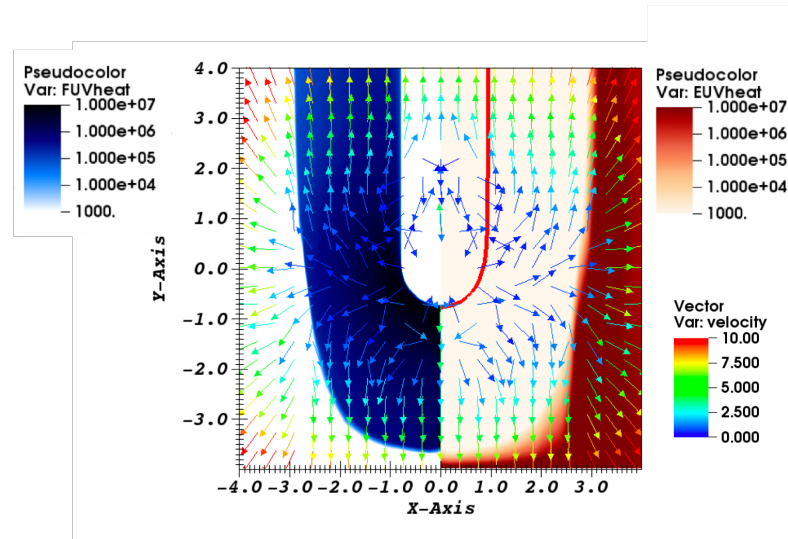


図 4.2: 定常状態の FUV heating rate (左) および EUV heating rate (右)。密度が薄い部分 (外側) で EUV 加熱が効果的で密度が高い領域 (内側) で FUV 加熱が効果的になっている。また、赤線は減光率 $A_v = 1$ の部分を表す。

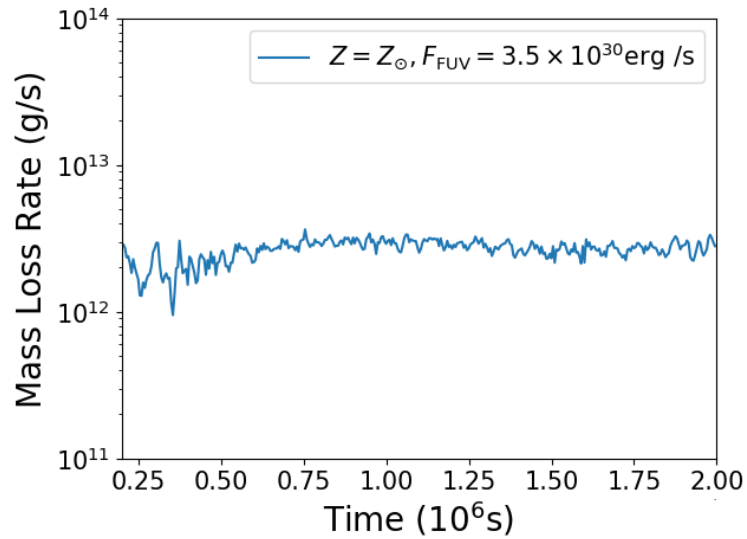


図 4.3: 蒸発率の時間発展。Fiducial parameter の場合蒸発率が $\sim 3 \times 10^{12} \text{ g s}^{-1}$ で定常状態になることがわかる。

図 4.3 は fiducial parameter での蒸発率の時間変化を表す。蒸発率の計算には $r = 2.0 \times 10^{10} \text{cm}$, $z = \pm 2.0 \times 10^{10} \text{cm}$ の場所での蒸発量を求めた。ただし、定常的に流出が起こっているため蒸発率は計算の場所にほとんど依存しない。計算時間内で蒸発率の変化が小さく $t = 2 \times 10^6 \text{s}$ で十分定常状態になり、蒸発率が $\sim 3 \times 10^{12} \text{g s}^{-1}$ であることがわかる。

本研究ではこれまでに述べたように現在の太陽程度の EUV flux を用いて計算した。先行研究の EUV による蒸発率と比べて fiducial parameter の蒸発率の方が大きく FUV による蒸発が起きていると考えられる。しかし、前主系列星のような若い中心星では EUV flux が強く EUV による蒸発も無視できないと考えられる。そこで、本研究の計算の妥当性の確認及び EUV による蒸発を調べるために Murray-Clay et al. 2009 と同様の設定で EUV flux による蒸発を調べた。Murray-Clay et al. 2009 では前主系列星は主系列星の約 1000 倍の EUV flux として FUV の影響は考えず $0.7M_J$, $1.4R_J$ の惑星が 0.05AU にある場合の蒸発率を計算している。FUV の影響をなくして計算したところ前主系列星の場合でも Murray-Clay et al. 2009 の結果と同様に EUV による蒸発率は 10^{12}g s^{-1} 程度であり、本研究の fiducial parameter と同程度の蒸発率であった。このため、中心星が前主系列星である場合は EUV による散逸が無視できない一方で、主系列星の EUV flux は前主系列星の EUV flux の $1/1000$ 程度であることから、FUV による蒸発が EUV による蒸発と比べて大きく成ることが考えられる。

4.1 金属量依存性

2.3.3 節で述べたように惑星大気蒸発は金属量に依存する可能性がある。木星質量程度の惑星では $Z = 0.1 \sim 10Z_\odot$ 程度であることが知られている (Wakeford et al. 2017)。例えば木星大気の場合は、炭素量の水素に対する割合は太陽の約 3 倍である。そこで本研究では惑星大気散逸の金属量依存性を調べるために金属量を $Z = 0.1, 1, 10Z_\odot$ の場合について計算した。金属量以外のパラメータは全て fiducial parameter を用いた。

図 4.4 は定常状態に至った時の惑星大気構造である。金属量が増えるとダスト量が増える。ダスト量が増えると FUV heating rate が式 3.13 のように金属量に依存するためガス温度が上がり大気の広がりも大きくなることがわかる。FUV 加熱の効果を十分に計算するためには内側境界よりも外側で FUV が吸収されている必要がある。そこで $Z = 0.1Z_\odot$ の場合でも本研究の内側境界 $R < 0.85R_p$ よりも外側に減光率 $A_\nu = 1$ の場所があり、FUV による加熱が計算領域内で起こることを確認した。

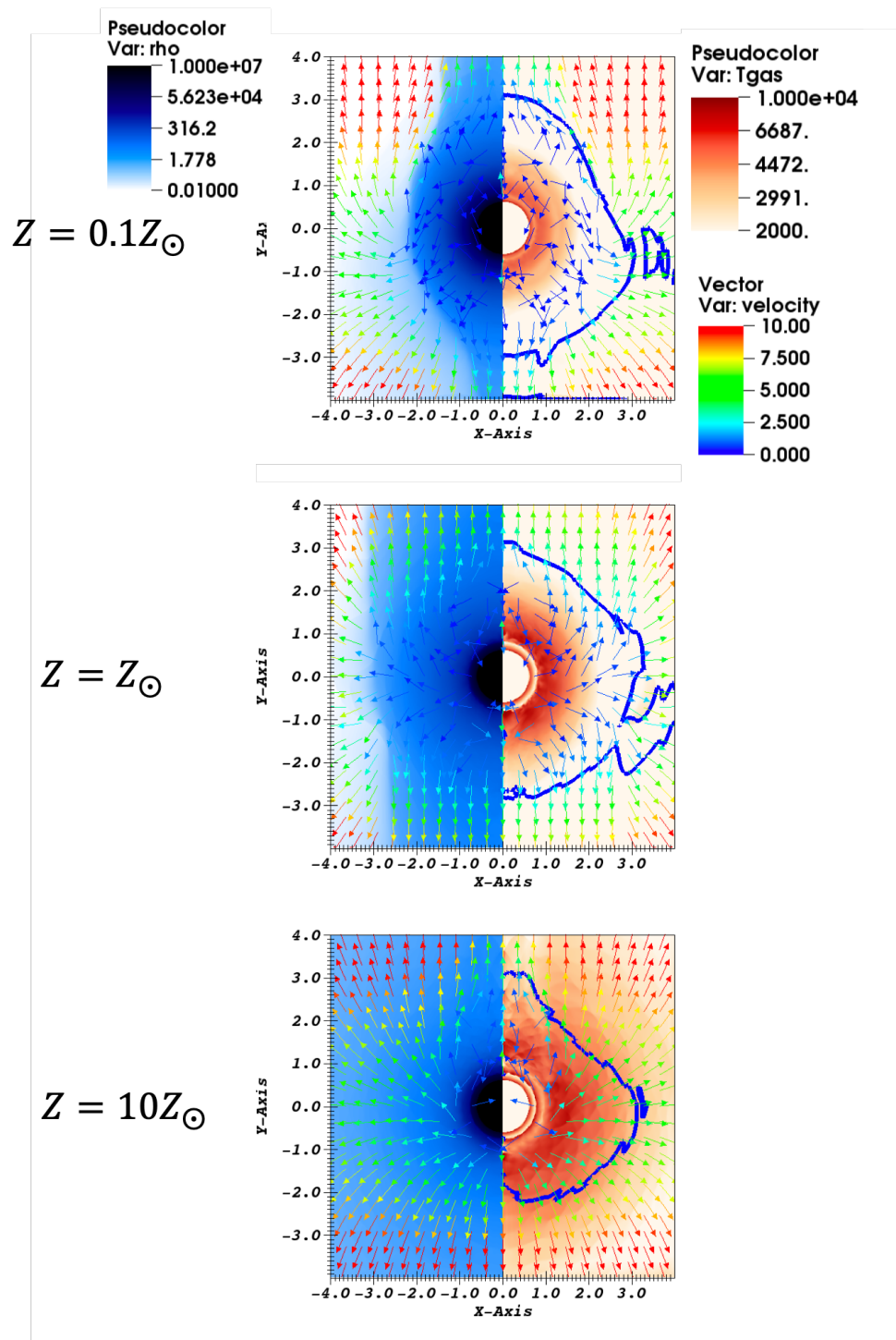


図 4.4: 金属量を変えた場合の定常状態。金属量が増えるにつれて FUV 加熱が大きくなり、温度が上がっている。

図4.5はfiducial parameterの場合から金属量のみを変化させた場合の蒸発率の時間変化を表す。 $Z = 10Z_{\odot}$ の場合の蒸発率（緑線）は $\dot{M} \sim 6 \times 10^{12} \text{ g s}^{-1}$ 、 $Z = Z_{\odot}$ の場合の蒸発率（オレンジ線）は $\dot{M} \sim 3 \times 10^{12} \text{ g s}^{-1}$ 、 $Z = 0.1Z_{\odot}$ の場合の蒸発率（青線）は $\dot{M} \sim 2 \times 10^{11} \text{ g s}^{-1}$ である。式3.13は金属量に比例するので蒸発率は金属量におおよそ比例すると考えられる。実際は $Z = 10Z_{\odot}$ の場合の蒸発率は $Z = Z_{\odot}$ の場合の蒸発率の2倍程度であり、比例しているとは言えない。これは、高金属量ではダストによってFUVが高密度の領域に到達するまでに減光してしまうためであると考えられる。一方で $Z = 0.1Z_{\odot}$ の低金属量では $Z = Z_{\odot}$ の場合の蒸発率の0.1倍程度でありおおよそ比例するようになった。

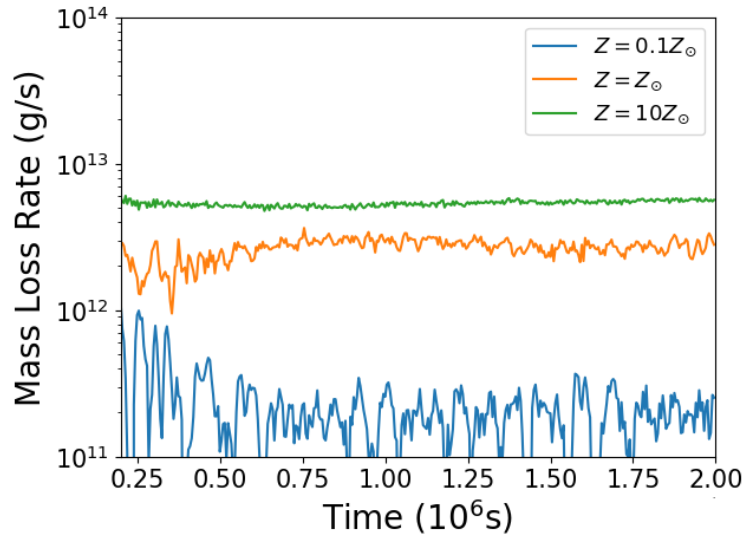


図 4.5: 金属量を変えた場合の蒸発率の時間発展。

高金属量での蒸発率があまり大きくない理由として、FUVが高密度領域に到達しにくいこと以外にも金属による冷却が大きくなる効果が考えられる。そこで、金属による冷却が有効であるかを高金属量 $Z = 10Z_{\odot}$ の場合において調べた。

図4.6は $Z = 10Z_{\odot}$ の場合の冷却率の惑星からの距離に対する依存性を表す。冷却率は本研究で用いたCII, CO, OIによる冷却及びadiabatic coolingを表している。adiabatic cooling（青）に対してOIによる冷却率（赤）は1%程度、COやCII（緑及びオレンジ）による冷却率0.01%以下である。本研究は2次元軸対称であり、 $R = 0$ での値を用いた。adiabatic coolingの値が途切れている場所があるのは、膨張によるadiabatic coolingだけでなく、圧縮によるadiabatic heatingが起こる場所があるためである。しかし、ほとんどの領域ではadiabatic coolingが起こるため、この圧縮による加熱の影響は十分に小さいと考えられる。

図 4.6 から全体的な冷却は主に adiabatic cooling が担っており、金属冷却は高金属量であっても主要ではないと考えられる。このため上記のような金属輝線による cooling による高金属量での蒸発率の減少は小さいことがわかる。金属輝線では本研究で考えた CO, OI, CII による cooling の内、OI による冷却が最も効果的なことがわかる。本研究の結果から、極端に大きな金属量 ($Z > 100Z_{\odot}$) の惑星大気を考えなければ金属原子による冷却は有効でないとと言える。

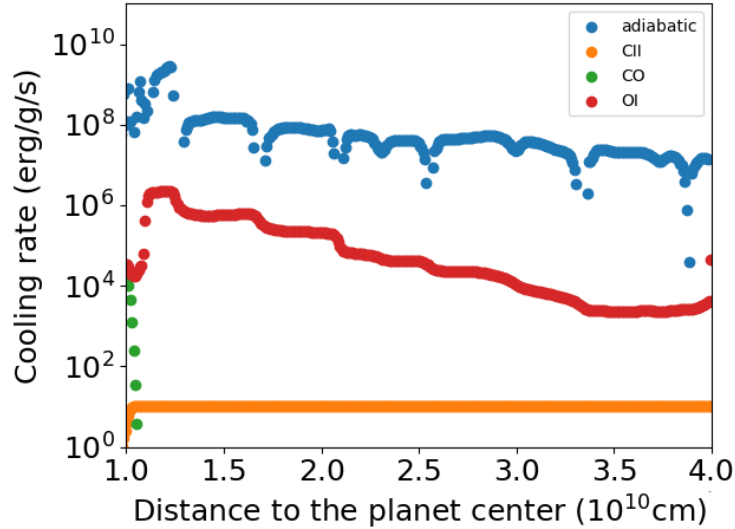


図 4.6: $Z = 10Z_{\odot}$ の場合の冷却率。それぞれ OI (赤)、CO (緑)、CII (オレンジ)、adiabatic cooling (青) を表す。横軸は惑星中心からの距離を表す。データは昼側の $x=0$ での値を用いた。

4.2 FUV flux 依存性

3.3 節で述べたように FUV flux は主系列星の場合は光球から放射される。そこで FUV flux の中心星温度依存性を Husser et al.(2013) の結果を $6\text{eV} - 13.6\text{eV}$ の波長で積分したところ図 4.7 のようになった。ただし、恒星の表面重力及び金属量はそれぞれ $\log g = 4.5$, $Z = Z_{\odot}$ とした。表面温度が上がると光球から放射される FUV が増える。G 型星 ($\sim 6000\text{K}$) から A 型星 ($\sim 10000\text{K}$) にかけておおよそ 5 桁程度 FUV flux が変化することがわかる。このような急激な変化は恒星光球からの放射を黒体放射と仮定すると FUV が G 型星から A 型星では黒体放射のピーク波長よりも短く flux が波長に対して急峻に変化することから理解できる。図 4.8 は FUV flux を変えた場合の定常状態での蒸発の様子を表す。FUV flux が大きくなるに

つれて密度の広がりが大きくなり、高温の領域も広がっている。

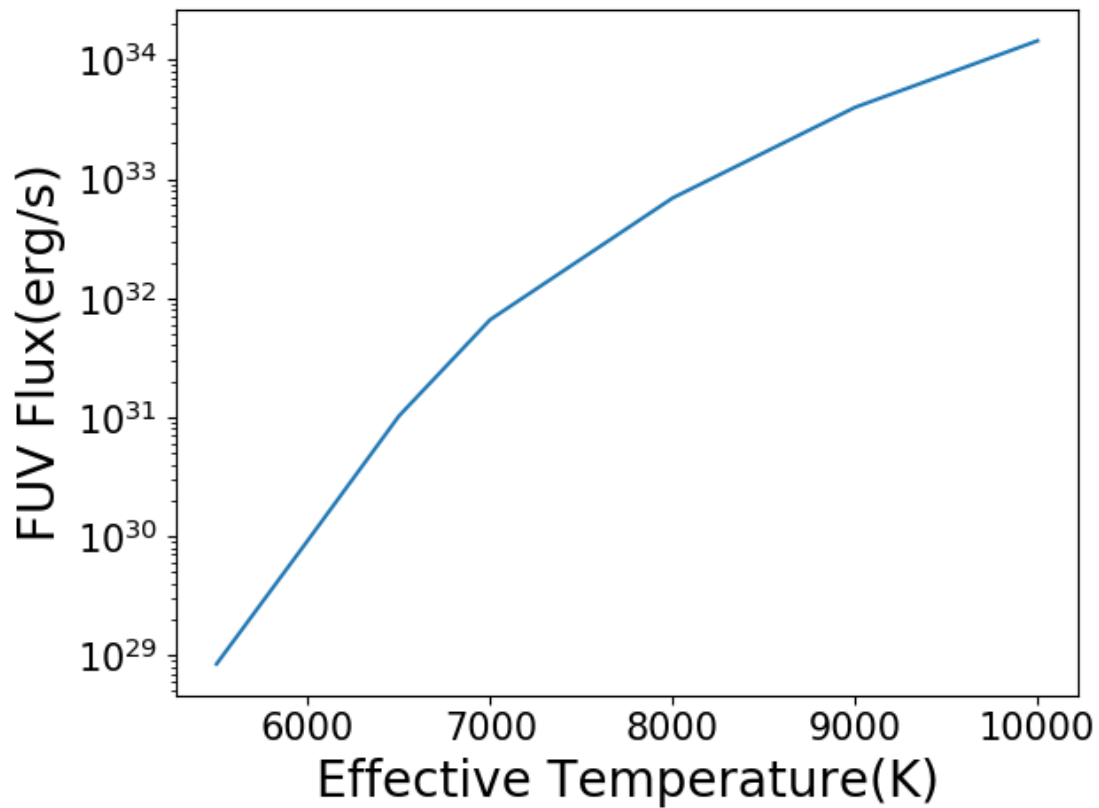


図 4.7: FUV flux の中心星温度依存性。Husser et al. 2013 のスペクトルを $6\text{eV} - 13.6\text{eV}$ の波長で積分した。5300-6000K が G 型星、6000-7500K が F 型星、7500-10000K が A 型星である。10000K 以上は OB 型星となるが、ほとんど系外惑星が見つかっていないため本研究では計算していない。

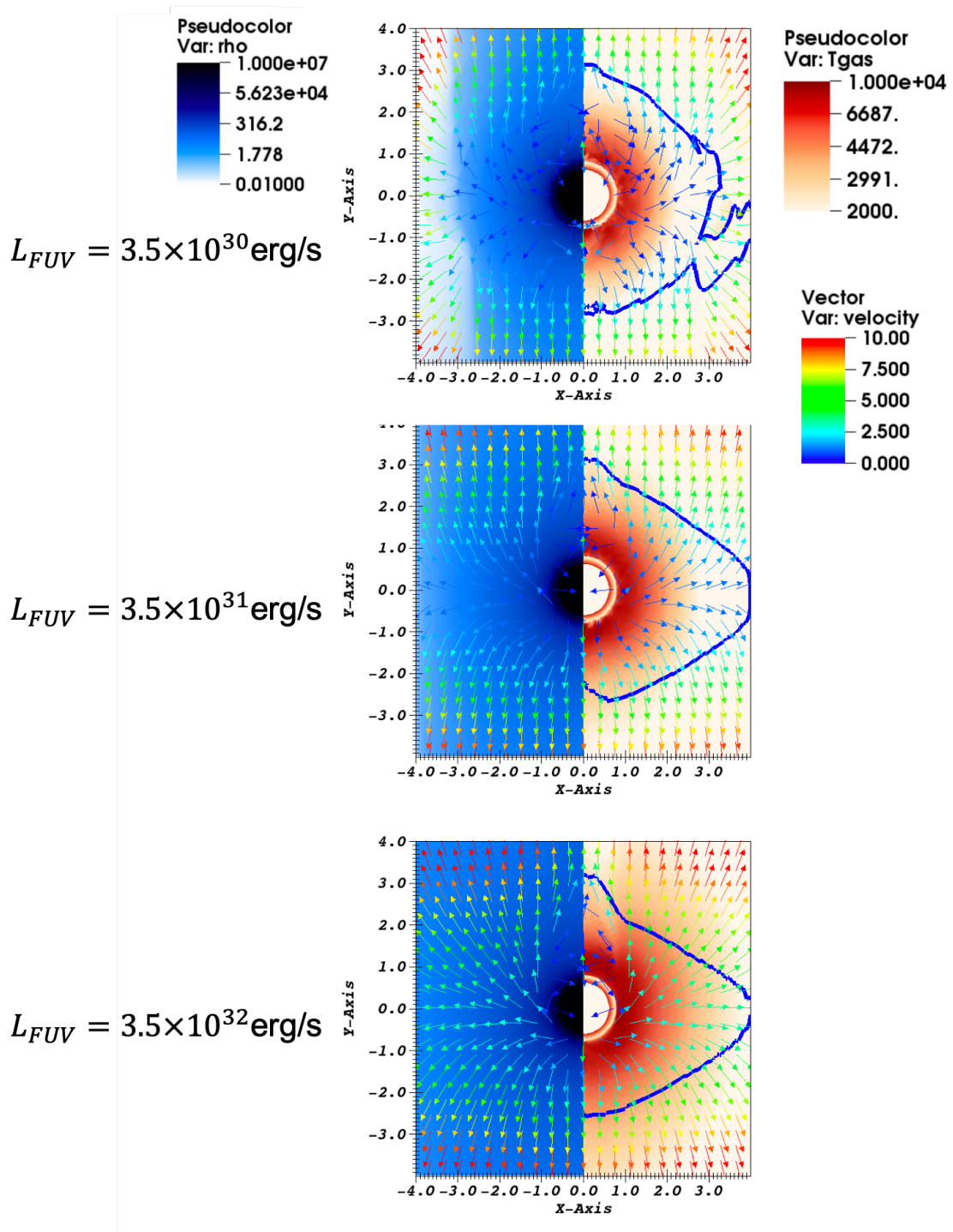


図 4.8: FUV flux を変えた場合の蒸発の様子。FUV flux が大きくなるにつれて密度の広がりが大きくなり、高温の領域も広がっていることがわかる。

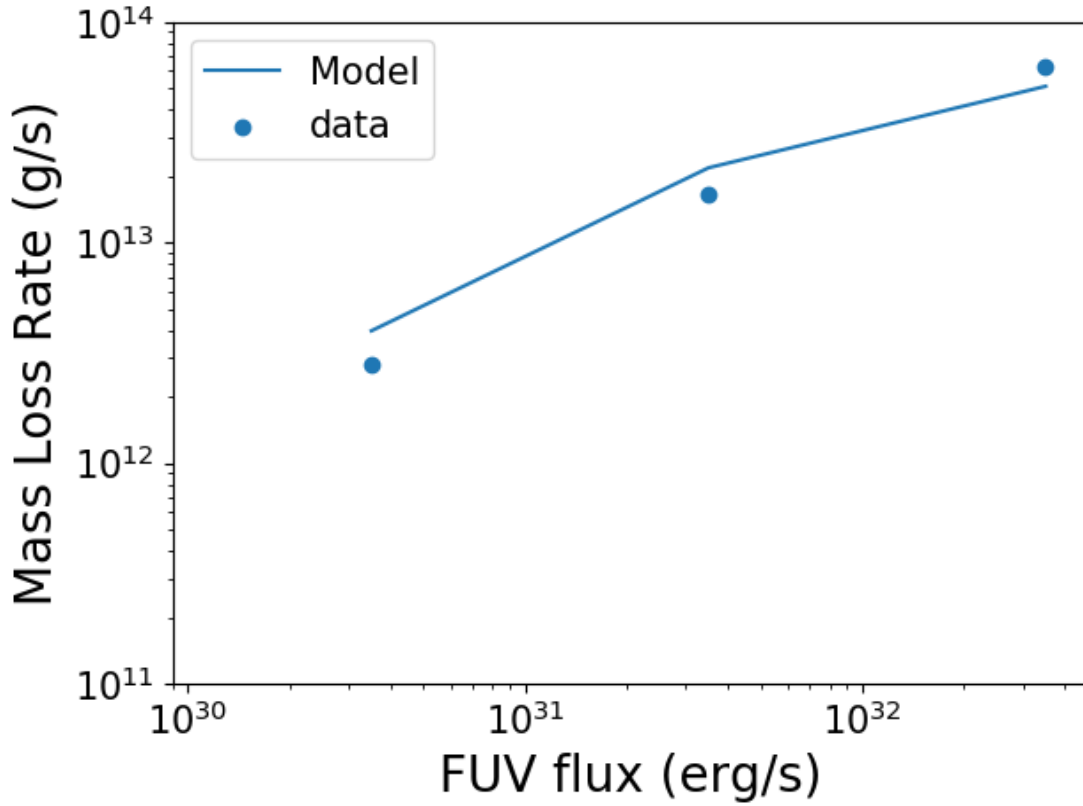


図 4.9: FUV flux を変えた場合の蒸発率。点が本数値計算による結果で直線が解析的な値。

図 4.9 の点は FUV flux を変化させた場合の蒸発率を表す。FUV flux におおよそ比例して蒸発率が増えることがわかる。FUV heating は式 3.13 のように FUV flux に依存するため FUV flux が増えるに従って蒸発率が増える。

今回用いた EUV flux では式 2.5 を用いると蒸発率は $\dot{M} \sim 10^{9-10} \text{ g s}^{-1}$ で fiducial parameter の場合と比べ十分に小さいため EUV による蒸発は無視できる。そのため、蒸発率の FUV flux 依存性は式 2.5 と同様の解析的な形式で表せられると考えられる。FUV による蒸発率は以下のようにかける。

$$\begin{aligned}
 \dot{M}_{\text{FUV}} &\sim 1.5 \times 10^{10} \epsilon \left(\frac{F_{\text{FUV}}}{1.3 \times 10^{28} \text{ erg s}^{-1}} \right) \left(\frac{1.5 R_J}{R_J} \right)^3 \left(\frac{0.3 M_J}{M_J} \right)^{-1} \left(\frac{0.045 \text{ AU}}{0.05 \text{ AU}} \right)^{-2} \text{ g s}^{-1} \\
 &\sim 1.6 \times 10^{13} \epsilon \left(\frac{F_{\text{FUV}}}{10^{30} \text{ erg s}^{-1}} \right) \text{ g s}^{-1} \quad (4.1)
 \end{aligned}$$

40 ホットジュピターにおける大気蒸発

ただし、 ϵ は式3.14で表したもので F_{FUV} に依存する。また、簡単のため計算結果からFUV heatingが効果的な領域での温度及び電子密度を $T = 10000\text{K}$, $n_e = 10^8\text{cm}^{-3}$ とし、 G_0 はFUVの大気による吸収がない場合の惑星の位置でのfluxを用いた。計算結果(図4.7)から $1.5R_J \sim 10^{10}\text{cm}$ でFUVによる加熱が顕著であることがわかるため半径として $1.5R_J$ を用いた。式3.14からFUVによる加熱率はFUV fluxが大きいほど小さくなるので図4.9中の線のようにFUV fluxが大きくなると傾きが小さくなると考えられる。これはFUV fluxが強いとダストの電離度が上がり、光電離しにくくなるためであると考えられる。式4.1及び図4.7から6000K程度以上の中心星の場合はFUVによる加熱がEUVによる加熱と比べて卓越することがわかる。

大気散逸によって惑星全体が散逸するタイムスケールは

$$\tau_{\text{life}} = \frac{M_p}{\dot{M}} \quad (4.2)$$

で与えられることから、本研究で計算した $0.3M_J$ の惑星はG型星の場合は1Gyrのタイムスケールで散逸し、A型星の場合は100Myrのタイムスケールで散逸することがわかる。ただし、式4.2は大気蒸発率が惑星質量に依存することを考慮していない。惑星大気が蒸発するに従って惑星質量が軽くなるが、ガス惑星の場合は半径があまり質量に依存しない。そのため蒸発率が増えると考えられるので蒸発にかかる時間は上記のタイムスケールよりも短い時間になると考えられる。

Chapter 5

議論

5.1 ダスト昇華・破壊

本研究では FUV の加熱機構としてダストによる Photoelectric heating を考えていた。結果から Photoelectric heating が重要となっている部分ではガス温度が $\sim 10^4$ K の高温になっていることがわかる。黒鉛の昇華温度は ~ 2000 K であるのでこのような高温の環境ではダストが昇華する可能性がある。

黒鉛のダストは昇華することがわかったが、Photoelectric heating に寄与する PAH 分子に関しては ISM において破壊過程が研究されている。 $\sim 10^4$ K の領域ではヘリウムが PAH 分子に衝突して炭素原子を叩き出す効果が主要である。このような衝突が起こる確率は実験的なパラメータを用いて計算されるために不定性が大きい。理論的な見積もり (Appendix B 参照) では PAH 分子の寿命はガス温度を $7000 - 10000$ K として

$$\tau_{\text{PAH}} = \frac{N_c}{J n_H} = \frac{N_c}{10^{-14} \text{ to } -17 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1} n_H} \quad (5.1)$$

で与えられる。結果で見たように FUV による加熱が効果的な場所の密度は $n_H \sim 10^{10-11} \text{ cm}^{-3}$ であるので寿命は $N_c = 1000$ として $\tau \sim 10^{6-10} \text{ s}$ とわかる。今回の計算では典型的な時間スケールとして

$$\tau = \frac{R_p}{c_s} = 10^4 \text{ s} \quad (5.2)$$

であるため寿命はこの時間スケールと比べて長いために無視できると考えられる。ただし、Photoelectric heating rate は 3 章で説明したようにダストサイズ分布に依存する。黒鉛やグラフェンの昇華や上で述べた PAH の破壊によってより小さなダストが増えることが考えられる。この場合、Photoelectric heating は小さなダストで効率的に起こるためにより加熱が進む可能性がある。すると 4 章の結果で示した大気蒸発率は増えることが予想される。

例えば、MRN 分布での $N_c = 14 - 1500$ の PAH に含まれる炭素原子の数と $N_c = 14 - 4.6 \times 10^5$ の PAH に含まれる炭素原子の数の比 γ は

$$\gamma = \frac{\int_{14}^{1500} N_c B_c N_c^{-\beta} dN_c}{\int_{14}^{4.6 \times 10^5} N_c B_c N_c^{-\beta} dN_c} \sim 0.25 \quad (5.3)$$

であることから、 $N_c = 1500 - 4.6 \times 10^5$ の PAH が $N_c = 14 - 1500$ の PAH に分解されたとすると、 $N_c = 14 - 1500$ の PAH による加熱と $N_c = 1500 - 4.6 \times 10^5$ の PAH による加熱が同程度あることから、全体の加熱率は 2 倍になることがわかる。この計算から PAH や黒鉛、グラフェンの破壊による加熱に対する影響は 2 倍程度であることが予想できる。

本研究では星間物質やタイタン大気のように惑星大気中に PAH が豊富に含まれる状況を考えたが、ガス惑星中の PAH 分子量は明らかでない。ガス惑星大気中での PAH 分子の形成を理論的に示唆する研究もあるが量までは明らかになっていない。そのため、本研究の計算は星間物質に似た組成の原始惑星系円盤のガスを多く含んだ形成直後のガス惑星では成り立つと考えられるが、その後のガス惑星でも成り立つかどうかは定かではない。しかし、本研究の低金属量の場合の計算結果が PAH 分子が少ない場合に相当すると考えられる。今後の研究でガス惑星のグラフェンや PAH 分子量が明らかになれば、本研究で得られた表式に ISM との PAH 分子量の比をかけたものが大気蒸発率となる。

5.2 星スペクトルの金属量依存性

これまでは惑星大気のコスト量（金属量）に対する蒸発率の依存性について調べてきた。しかし、2 章で見たように観測できる金属量は多くの場合は中心星の金属量であり惑星の金属量ではない。中心星の金属量は FUV flux に大きな影響を持つ。図 5.1 は 5800K の異なる金属量の星のスペクトルである。金属量が増えるに従って FUV flux が減ることが図からわかる。金属量が増えると自由電子を提供できる金属が増えることで H^- が増え不透明度が上がる。そのため、金属量が増えると FUV flux が減ると考えられる。この影響は惑星の金属量が増えると蒸発率が上がることにに対して反対の効果を持つ。ただし、図 5.2 のように中心星が高温になるにつれて FUV flux の金属量依存性は小さくなる。これは G 型星では上で述べたように H^- が不透明度を決めるが、高温になるにつれて H が不透明度を決めるようになっていき、重金属がもたらす電子の影響が小さくなるためであると考えられる。

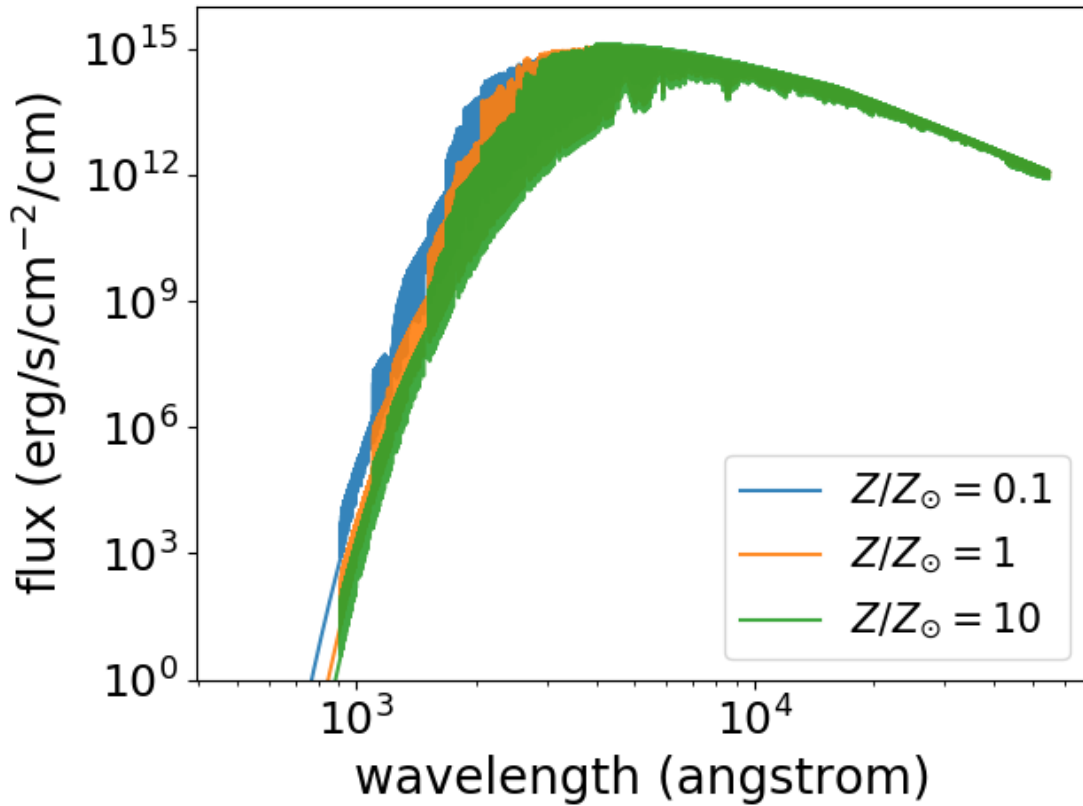


図 5.1: 表面温度 5800K の星スペクトルの金属量依存性 (Husser et al. 2013)。金属量が少ないほど FUV 領域 (912Å-2066Å) の flux が高いことがわかる。

このような FUV flux の金属量依存性を踏まえて、FUV による大気散逸が大きい 7000K の F 型星の場合に中心星金属量と惑星金属量が同じであると仮定した場合の大気蒸発率を 4.1 節の惑星大気金属量依存性を仮定して式 4.1 を用いると図 5.3 のようになった。金属量が高い場合でも蒸発率は太陽程度の金属量の場合とほとんど変わらない一方で低金属量の場合には蒸発率が低くなった。これは 7000K の F 型星では FUV flux の金属量依存性が蒸発率の惑星大気金属量に対する依存性が小さいためであると考えられる。

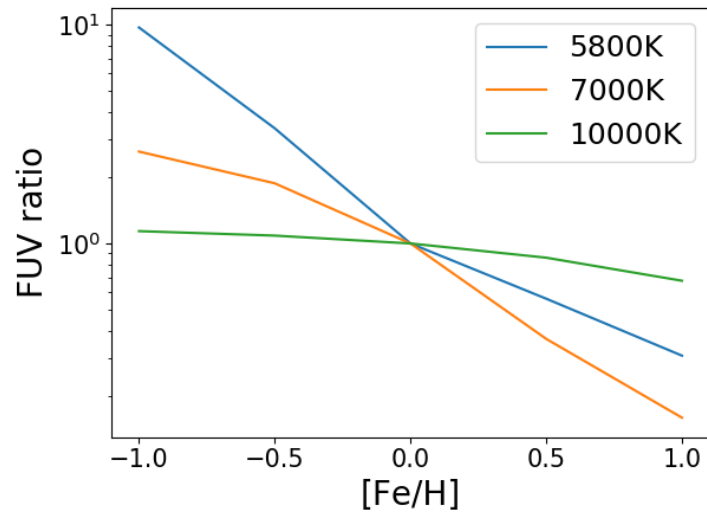


図 5.2: 金属量と FUV flux の関係。 $T_{\text{eff}} = 5800, 7000, 10000\text{K}$ のスペクトルについて太陽金属量の場合の FUV flux を 1 とした時の FUV flux を表す。

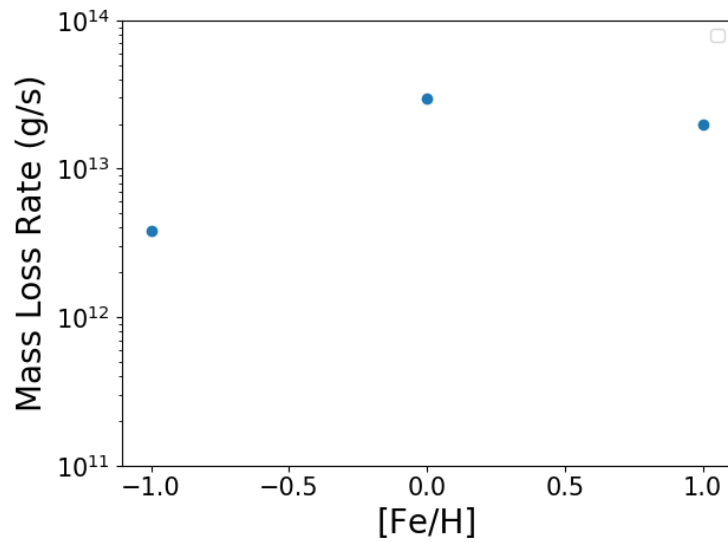


図 5.3: 中心星温度 7000K とした場合の FUV flux の金属量依存性及び惑星大気の金属量依存性を考慮した場合の蒸発率。

0.1 – 1 M_J の質量で周期が 1 日程度以下の惑星の数が少ないことが観測的に知られてい

る (sub-Jupiter desert)。sub-Jupiter desert は観測的に以下の二つの性質

1. 中心星表面温度が高いほど sub-Jupiter desert に存在するガス惑星の数が少ない。
2. 中心星金属量が高いほど sub-Jupiter desert に存在するガス惑星の数が多。

を持つことが知られている (図 2.3)。惑星大気の金属量が中心星の金属量にあまり依存しない場合は中心星金属量が高いと FUV flux が減って sub-Jupiter desert に惑星が存在しやすくなることで説明できる。中心星表面温度については FUV flux の中心星温度依存性から説明できる。

また、図 5.3 のような金属量依存性が sub-Jupiter desert について見られないかどうかを Szabó and Kálmán 2019 と同様に <https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/> のデータを用いて調べた。sub-Jupiter desert の惑星として 0.28-0.63 木星半径の惑星を選び、中心星金属量 $[\text{Fe}/\text{H}]$ を $[\text{Fe}/\text{H}] < 0$, $0 < [\text{Fe}/\text{H}] < 0.2$, $[\text{Fe}/\text{H}] > 0.2$ の 3 種類に分けて調べた。図 5.4 から中心星金属量が少なければ短周期の惑星の数が多くなるのがわかる。図 5.3 のような金属量依存性は見られないが、金属量の範囲が異なるため、今後こうした金属量の場合について計算する必要があると言える。

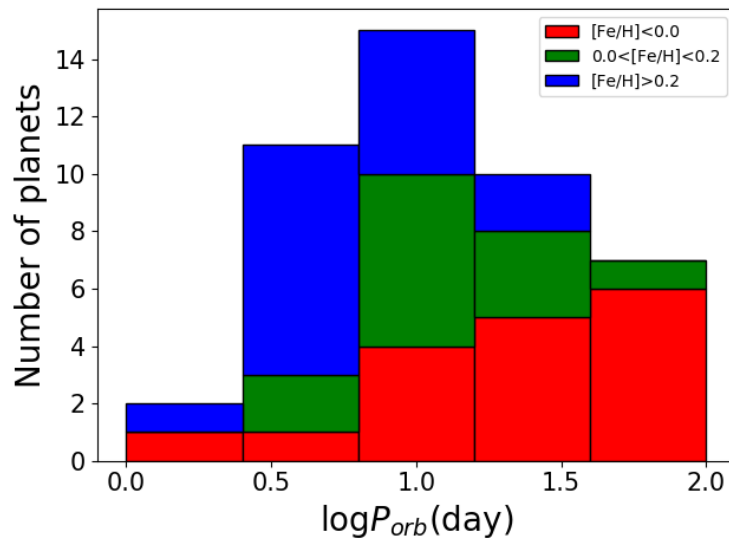


図 5.4: sub-Jupiter desert の金属量依存性。金属量 $[\text{Fe}/\text{H}] < 0$ (赤) の惑星の数は周期が長いほど多く、 $0 < [\text{Fe}/\text{H}] < 0.2$ (緑) の惑星の数は周期が 10 日程度のものが多く、 $[\text{Fe}/\text{H}] > 0.2$ (青) の惑星の数は周期が短いものも多く存在することがわかる。

また、中心星の温度は金属量に依存する。図 5.5 は 1 太陽質量の前主系列星から主系列星

までの星進化経路である。金属量が少ない場合は同じ質量であっても表面温度が高くなる。こうした効果も FUV flux の金属量依存性を強めると考えられる。

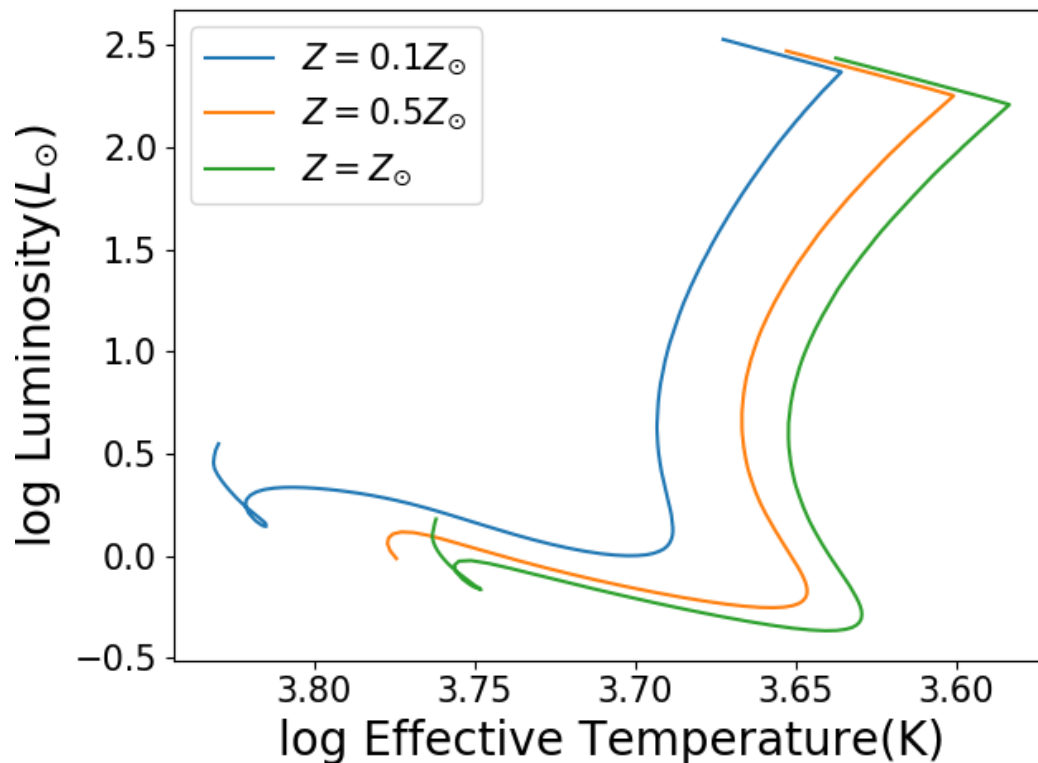


図 5.5: 1 太陽質量の HR 図。前主系列星（右上）から主系列星（左下）へ重力収縮により進化する。金属量が小さいほど表面温度が高くなるのがわかる。計算には MESA コード (Paxton et al. 2011) を用いた。

5.3 EUV による光電離加熱及び FUV による光電加熱以外の加熱効果

本研究では FUV による加熱として光電加熱を考慮した。この節では本研究で計算に考慮していない加熱効果が本研究の結果にどのような影響を与えるかを考える。

- 水素のバルマー吸収による加熱。KELT-9b や KELT-20b のような高温の中心星を周回する惑星では $H\alpha$ 、 $H\beta$ による強い吸収が観測されている (Yan and Henning 2018, Casasayas-Barris et al. 2018)。そこで波長 3646\AA 以下の波長のバルマー連続光吸収

($n = 2 \rightarrow \infty$) が起こり得る。バルマー吸収の波長は FUV である。水素は衝突や光によって励起する。 $n = 2$ の励起状態は基底状態よりも数が少ないが、電離しやすいために A 型星のような FUV が強い星ではこの過程が効果的である可能性がある。この過程を考慮した 1 次元の数値計算によると 10200K の中心星周りの質量 $1M_J$ 、軌道長半径 $a = 0.035\text{AU}$ の惑星の蒸発率が 10^{13}g/s になることが知られている (García Muñoz and Schneider 2019)。本研究による A 型星周りの蒸発率と同程度である。水素のバルマー吸収は金属量及びダスト量に依存しないと考えられるため、本研究の金属量依存性が小さくなることが考えられる。

- 3.1.2 節で触れたような FUV による水素分子の pumping による加熱。高密度 $n > 10^4\text{cm}^{-3}$ では励起後に衝突による脱励起が起きてガスを加熱する (Tielens et al. 2005)。この過程は金属量に依存しないため金属量依存性が小さくなる効果があると考えられる。
- X 線による加熱。X 線は非金属及び金属どちらに対しても作用し、電離させることでガスを加熱する。金属量が増えると加熱率が上がる。そのため 4.1 節で示した金属量依存性と同様に金属量が増えると蒸発率が増えると考えられる。また、Nakatani et al. 2018b のように X 線がガスの電離度を上げることで FUV 加熱率を上げる効果も考えられる。X 線は 3.3 節で述べたように中心星が高温の A 型星の場合はあまり重要でない一方で低温の星では X 線が比較的強くなる。そのため本研究で主に扱った FUV の弱い低温の中心星の場合に重要になる一方で高温の中心星の周りの惑星大気蒸発にはほとんど寄与しないと考えられる。

加熱には直接関係しないが、大気蒸発に影響与える要因として惑星の磁場の影響が考えられる。惑星の磁場は木星程度の磁場の強さであれば大気蒸発率をおおよそ 1 桁程度下げる効果があることが知られている (Owen and Adams 2014, Arakcheev et al. 2017)。一般にホットジュピターやホットネプチューンの磁場の強さは明らかでないが、近年の観測ではホットジュピターが強い磁場を持つことが観測的に示唆されている (Cauley et al. 2019) ため、こうした影響も無視できない可能性がある。

Chapter 6

結論

6.1 本研究のまとめ

惑星大気散逸は一部のホットジュピターのトランジット観測により確認されている現象である。中心星からの高エネルギー放射によって加熱された大気が散逸していると考えられている。中心星に近く軽いガス惑星が観測的に少ないのは惑星大気蒸発のためと考えられており、惑星進化に大きな影響を与える現象と言える。近年の観測によってこうした惑星大気蒸発が関わる統計的な性質が中心星金属量や中心星温度に依存することが示唆されている。そのため惑星大気蒸発の中心星金属量や中心星温度に対する依存性を調べるのが重要であると言える。

本研究ではこれまでの理論研究で主に取り扱われていた EUV による水素の光電離加熱に加えて FUV によるダスト光電加熱を含んだ惑星蒸発を輻射流体シミュレーションを用いて計算した。EUV の強さは中心星表面の活動に依存するため中心星の温度にあまり依存しない一方で FUV の強さは光球に依存するため中心星の温度が G 型星から A 型星に上がるにつれて 4-5 桁強くなる。本研究の計算では G 型星以上の温度の中心星の場合は主に FUV の効果で惑星大気が蒸発した。EUV による加熱は水素を介するために金属量に依存しないが、FUV による加熱はダストを介するためにダスト量（金属量）に依存する。そのため FUV による加熱が効果的である場合は金属量が増えると蒸発率が上がった。

ただし、FUV の強さは中心星の金属量に依存する。中心星の金属量が増えると金属が自由電子を供給することで H^- が増えて不透明度が上がることで FUV が弱くなる。この効果は H^- が不透明度を決める G 型星では重要である一方、A 型星のような高温の中心星では H の吸収が強くなるために重要でなくなる。そのため金属量が増えると FUV が弱くなり、大気蒸発率が下がる効果は G 型星では大きく、A 型星では小さくなり上述の金属量が増えることで加熱率が大きくなる効果が強くなることがわかった。何れにせよ、惑星大気の金属量だ

けでなく、中心星からの FUV flux の金属量依存性も惑星大気散逸の金属量依存性の理解には重要であるとわかった。

中心星の金属量と惑星の金属量に相関がなく中心星からの FUV flux の金属量依存性が惑星大気蒸発の金属量依存性を決める場合、本研究で計算した FUV のダスト光電加熱による惑星大気散逸モデルが観測的に知られている統計的性質に整合することがわかった。

本研究で考えたモデルの妥当性を確認するためには FUV が強い A 型星のような高温の中心星を持つホットジュピターの惑星大気散逸を調べる必要があると言える。また、上で述べたように惑星大気の金属量と中心星金属量の関係も惑星大気散逸過程の理解には重要であると言える。

6.2 Future work

本研究では 5.3 節で述べたような加熱効果が取り入れられていない。特に、FUV によるダスト光電加熱以外の加熱効果は、本研究で調べた高温の中心星では FUV が強くなるため重要になる。こうした効果を取り入れた計算を行うことでより現実的な高温の中心星を持つホットジュピターの大気蒸発過程が明らかになる。惑星大気散逸が観測できる UV を用いた次世代望遠鏡としては LUVOIR が挙げられる。観測に応用するためにはトランジット観測でどのようなシグナルになるのかを明らかにする必要がある。本研究で得られた惑星大気構造から輻射輸送計算を行うことでトランジットシグナルを求めることができ、将来的な FUV が強い中心星周りの惑星大気散逸観測に対して予言を与えることができる。

また、2.3.2 節で述べたように近年の観測で白色矮星の周りのガス惑星が大気蒸発している可能性が示唆されている。こうした惑星系が実際に存在するか否かは太陽が白色矮星まで進化した時に太陽系がどのように存在するのかという観点でも重要であると言える。本研究では中心星からの高エネルギー放射による惑星から蒸発の流れを計算している一方で、蒸発した大気が恒星風や輻射圧によってどのように流れるかを計算していない。恒星風と惑星大気の相互作用および輻射圧の影響を計算に取り入れて散逸した大気がどのように流れるかを白色矮星の場合について計算することで、2.3.2 節で述べたような観測結果が本当にガス惑星からの蒸発した大気の降着によるものであるかどうかを明らかにすることができる。

恒星風や輻射圧の影響を取り入れた計算コードを開発することで恒星フレアが起こった場合のトランジットシグナルの変化も計算することができる。恒星フレアは恒星風の強さや輻射を変化させる。恒星風及び輻射圧の影響を現行コードに取り入れれば、恒星風の強さや輻射を時間変化させることで恒星フレアによる惑星大気散逸の変化がわかる。恒星フレアは数時間単位の時間スケールで起こるためにトランジット中に起こるとトランジットシグナルを変えることが予想される。恒星フレアと惑星大気散逸の同時観測ができれば恒星フレアが持つ惑星大気への影響を調べることができる。恒星フレアによる惑星大気構造の変化は惑星

居住可能性の観点からも重要である。

付録 A

恒星の進化

第3章で述べたように星からの高エネルギー放射は星の進化段階や質量（あるいはスペクトル型）によって異なる。ここでは星進化について概要を説明する。

星は高密度のガス（分子雲コア）が重力収縮することによって生まれる。こうして生まれた原始星に周囲のガスが降着することで星質量が増えていく。この段階では中心星はガスやダストに囲まれているために直接は観測されず、電波や赤外線を通じて観測される。周囲の物質を晴らすと星は前主系列段階になり直接観測できるようになる。2太陽質量以下の前主系列星はTタウリ型星（図A.1中の黒丸から黒三角までの間）、2-8太陽質量の前主系列星はハービッグ Ae/Be 型星と呼ばれる。8太陽質量以上の星では周囲にガスやダストがあり降着している間に主系列段階に到達してしまうため通常は前主系列段階が存在しない。前主系列星には円盤を持つものが観測的に知られており、惑星形成の現場として観測的に重要な天体となっている。前主系列星は重力収縮によって輝くために期間は以下のケルビンヘルムホルツ時間で決まり、この後の主系列段階と比べて短い。

$$\tau_{\text{KH}} = \frac{GM^2}{RL} = 3 \times 10^7 \text{yr} \times \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)^2 \left(\frac{R}{R_{\odot}}\right)^{-1} \left(\frac{L}{L_{\odot}}\right)^{-1} \quad (\text{A.1})$$

前主系列星が重力収縮を続けて中心が約 10^7 K に到達すると水素核融合が始まり主系列星になる（図A.1中の黒三角）。前主系列星は基本的に内部は対流が起きているが、主系列星の場合は質量によって内部構造が大きく異なる。0.5太陽質量以下の主系列星（M, K 型星）は温度が低く星全体で対流が起きている。0.5太陽質量から1.5太陽質量の主系列星（K, G, F, A 型星）では表面では対流が起きる一方でコアで放射層となっている。これは表面は比較的冷たいために不透明度が高くなるためである。1.5太陽質量の主系列星（A, B, O 型星）では逆にコアが対流層となり表面は放射層となる。これはコアで起こる水素燃焼が高温のために pp チェインから CNO サイクルによるものになることで核融合によるエネルギー生成率が $\sim T^4$ から $\sim T^{20}$ となり温度依存性が高くなることで温度勾配が高くなるためである。表面での対

流がなくなることによって3章で述べたようにコロナや彩層といった表面活動が少なくなり、こうエネルギー光子放射が少なくなる。主系列段階は水素燃焼が比較的穏やかに進むために寿命が長い。太陽質量の星ではおよそ100億年である。主系列星の寿命は質量に応じて M^{-2} to -3 で比例する。

コアの水素を燃焼し尽くすと主系列星は中心にヘリウムコアが形成され水素殻燃焼がおきて星は膨張する。この後に軽い質量の星の場合は急激なヘリウム燃焼を起こし、重い星ではゆっくりとヘリウム燃焼が起きて最終的には白色矮星に至る (図 A.1 中の黒四角)。ただし、重い質量の星では白色矮星にならずに超新星爆発の後に中性子星かブラックホールになる。いずれの場合も恒星風等により質量の多くを失うために残される星の質量は小さくなる。白色矮星は高温であるが、大きさが地球程度であり非常に暗い。また、核融合反応が起きないために冷える一方である。白色矮星の冷却時間は $\tau \propto M^{5/7} L^{-5/7}$ のように質量 M 及び光度 L に依存する (van Horn 1971)。暗い白色矮星 $M = 0.6M_{\odot}$, $L = 10^{-4.5}L_{\odot}$ では $\tau \sim 10^{10}$ yr 程度である。

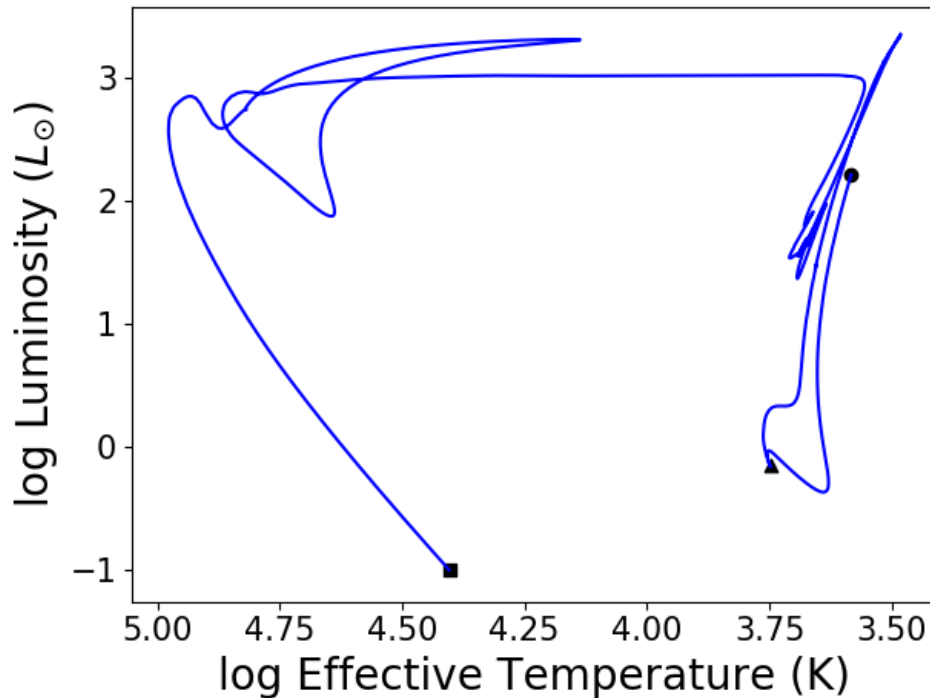


図 A.1: 1 太陽質量の星進化経路。前主系列星 (黒丸) から主系列星 (黒三角) へ重力収縮により進化する。その後、温度が下がって光度が上がる。最終的には白色矮星 (黒四角) へ進化する。計算には MESA コード (Paxton et al. 2011) を用いた。

付録 B

PAHの破壊と形成

前の節で述べたように Photoelectric heating には PAH 分子が重要である。中心星から近い惑星大気は温められることで ~ 10000 K 程度に温まる。このような高温になる層での密度は $\sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ で ISM の場合と比べて高密度となる。そのため PAH および グラファイトがこうした環境で破壊されるかどうか Photoelectric heating において重要となる。

PAH の破壊過程は高温のガス中での原子や電子との相互作用によって炭素が解離する過程および FUV のような高エネルギー光子による解離過程がある。まず原子や電子との相互作用について説明する。

イオンと PAH 分子が電磁的な相互作用することを考える。相互作用によって PAH 分子にエネルギーを輸送する。励起した PAH 分子はその後炭素を解離するもしくは光子を放出する。イオンが PAH 分子に与えるエネルギーはイオンの速度に比例するとすると

$$T_e = \int \gamma(r_s) v ds \quad (\text{B.1})$$

γ は摩擦係数 (Puska and Nieminen 1983) である。 γ は分子によって異なり PAH 分子では扱いが難しいが後に述べるように ~ 10000 K の範囲では電磁的な相互作用は重要でないためここでは説明しない。

速度の速いイオンは PAH 分子に衝突して炭素原子を出すことがある。衝突による炭素原子放出の割合は

$$R = N_c 0.5 n_i \int_{v_0}^{\infty} F_c v \sigma(v) f(v, T) dv \quad (\text{B.2})$$

で与えられる (Micelotta et al. 2010b)。ただし、 $f(v, T)$ はイオン i のマクスウェル分布関数、 F_c はクーロン力による補正項、 $\sigma(v)$ は反応断面積、 n_i はイオン i の密度を表す。炭素原子を放出させるために PAH 分子に与える必要がある最低エネルギー $T_0 = 7.5 \text{ eV}$ とする。

PAH 破壊率は衝突する物質の種類、温度、PAH 分子の大きさに依存するが、本研究で重

54 PAHの破壊と形成

要な $\sim 10000\text{K}$ の範囲ではヘリウムの衝突による破壊が顕著である。ヘリウムによる破壊率 $g(T) = 10^{h(\log(T))}$ は表のように与えられる (Micelotta et al. 2010a)。

$h(T) = a + bT + cT^2 + dT^3 + eT^4 + fT^5$						
N_c	a	b	c	d	e	f
50	-971.448	770.259	-245.561	38.8995	-3.05787	0.0954303
100	-945.901	747.921	-237.984	37.6808	-2.96613	0.0928852
200	-963.188	765.639	-245.054	39.0745	-3.10123	0.0980047

表 B.1: ヘリウムによる炭素解離率 (Micelotta et al. 2010a)。

PAHの破壊率は破壊に必要な最低エネルギー T_0 が不定であることから実際は幅がある。本論文では上の表式から PAH 分子の寿命を計算した。

PAH分子による光子の吸収でもイオンとの衝突と同様に PAH分子が励起して解離反応を起こすことがある。FUVのような 13.6eV 以下の光子の場合は主に水素の解離を起こすことがわかっている一方で炭素解離はあまり起こらない (Joblin et al. 2019)。

PAH分子の生成には小さな分子 (C_2H_4 など) が縮合する過程とグラファイトやグラフェンが壊されてできる反応がある。大きな PAH分子を小さな分子から作ることは難しく、SiC上のグラフェンに高温の水素がぶつかることで PAH分子が生成されることが実験的にわかっている (Merino et al. 2014)。

付録 C

本研究で用いた化学反応

以下の表に本研究で用いた化学反応及び化学反応率をまとめる。

化学反応	化学反応率
$\text{H} + \text{e} \longrightarrow \text{H}^+ + 2\text{e}$	$\exp(-32.71396786 + 13.536556 \ln T_{\text{eV}} - 5.73932875(\ln T_{\text{eV}})^2 + 1.56315498(\ln T_{\text{eV}})^3 - 0.2877056(\ln T_{\text{eV}})^4 + 3.48255977 \times 10^{-2}(\ln T_{\text{eV}})^5 - 2.63197617 \times 10^{-3}(\ln T_{\text{eV}})^6 + 1.11954395 \times 10^{-6}(\ln T_{\text{eV}})^7 - 2.03914985 \times 10^{-6}(\ln T_{\text{eV}})^8)$
$\text{H}^+ + \text{e} \longrightarrow \text{H} + \gamma$	$\exp(-28.6130338 - 0.72411256 \ln T_{\text{eV}} - 2.02604473 \times 10^{-2}(\ln T_{\text{eV}})^2 - 2.38086188 \times 10^{-3}(\ln T_{\text{eV}})^3 - 3.21260521 \times 10^{-4} \ln T_{\text{eV}}^4 - 1.42150291 \times 10^{-5}(\ln T_{\text{eV}})^5 + 4.98910892 \times 10^{-6}(\ln T_{\text{eV}})^6 + 5.75561414 \times 10^{-7}(\ln T_{\text{eV}})^7 - 1.85676704 \times 10^{-8}(\ln T_{\text{eV}})^8 - 3.07113524 \times 10^{-9}(\ln T_{\text{eV}})^9)$
$\text{H} + \text{H}^+ \longrightarrow \text{H}_2^+ + \gamma$	$10^{-19.38 - 1.523 \log_{10} T + 1.118(\log_{10} T)^2 - 0.1269(\log_{10} T)^3}$
$\text{H}_2^+ + \text{H} \longrightarrow \text{H}_2 + \text{H}^+$	6.4×10^{-10}
$\text{H}_2 + \text{H}^+ \longrightarrow \text{H}_2^+ + \text{H}$	$3.0 \times 10^{-10} \exp(-2.1050 \times 10^4/T)$
$\text{H}_2 + \text{e} \longrightarrow 2\text{H} + \text{e}$	$4.4 \times 10^{-10} T^{0.35} \exp(-1.02 \times 10^5/T)$
$\text{H}_2 + \text{H} \longrightarrow 3\text{H}$	$k_H^{1-a} k_L^a, k_L = 1.12 \times 10^{-10} \exp(-7.035 \times 10^4/T), k_H = 6.5 \times 10^{-7} T^{-1/2} \exp(-5.2 \times 10^4/T) (1 - \exp(-6000/T)), a = 4.0 - 0.416 \log_{10}(T/10^4) - 0.327(\log_{10}(T/10^4))^2$
$\text{H}_2^+ + \text{e} \longrightarrow 2\text{H}$	$2.0 \times 10^{-7} T^{-1/2}$
$3\text{H} \longrightarrow \text{H}_2 + \text{H}$	$5.5 \times 10^{-29} T^{-1}$
$2\text{H} + \text{H}_2 \longrightarrow 2\text{H}_2$	$5.5 \times 10^{-29} T^{-1}/8$
$2\text{H}_2 \longrightarrow 2\text{H} + \text{H}_2$	$k_H^{1-a} k_L^a, k_L = 1.18 \times 10^{-10} \exp(-6.95 \times 10^4/T), k_H = 8.125 \times 10^{-8} T^{-1/2} \exp(-5.2 \times 10^4/T) (1 - \exp(-6000/T)), a = 4.845 - 1.3 \log_{10}(T/10^4) + 1.62(\log_{10}(T/10^4))^2$
$2\text{H} \longrightarrow \text{H}^+ + \text{e} + \text{H}$	$1.7 \times 10^{-4} k_1$

56 本研究で用いた化学反応

ただし、 T_{eV} は eV 単位的气体温度、 k_1 は $\text{H} + \text{e} \longrightarrow \text{H}^+ + 2\text{e}$ の反応率を表す。上の表で表した化学反応率は全て Omukai 2000 のものを用いた。上の表に加えて、 H_2 の FUV による光解離をダストや水素分子による self-shielding の効果を取り入れた Draine and Bertoldi 1996 の反応率で計算している。

謝辞

本論文を書くにあたり多くの方にお世話になりました。この場を借りて感謝の意を表します。指導教官の吉田直紀教授には研究テーマの紹介や研究方針の相談、卓越大学院申請書類の添削など幅広い面でご指導していただきました。理化学研究所の仲谷峻平基礎科学特別研究員には本研究に用いた輻射流体コードの提供及び卓越大学院申請書類に代表される様々な書類の添削をしていただきました。お二人の存在なくしては本研究は成り立ちませんでした。ありがとうございます。副査の山崎典子教授、田越秀行教授には本論文の作成にあたりご指摘をしていただき感謝いたします。また、東京大学 UTAP, RESCEU の皆様方からも中間発表等を通じて本研究に対してコメントをしていただきました。私は、卓越大学院 IGPEES に採用されており、経済的支援をしていただいております。また、IGPEES 副指導教員である相川祐理教授との面談や IGPEES 必修講義を通じて自分の研究分野にとらわれずに様々な分野の視点を学ぶことができました。感謝いたします。最後に、研究生生活を支えてくださった家族に感謝いたします。

参考文献

- Alexander, R. D., C. J. Clarke, and J. E. Pringle
2005. Constraints on the ionizing flux emitted by T Tauri stars. *MNRAS*, 358(1):283–290.
- Allan, A. and A. A. Vidotto
2019. Evolution of atmospheric escape in close-in giant planets and their associated Ly α and H α transit predictions. *MNRAS*, 490(3):3760–3771.
- Anninos, P., Y. Zhang, T. Abel, and M. L. Norman
1997. Cosmological hydrodynamics with multi-species chemistry and nonequilibrium ionization and cooling. *New A*, 2(3):209–224.
- Arakcheev, A. S., A. G. Zhilkin, P. V. Kaigorodov, D. V. Bisikalo, and A. G. Kosovichev
2017. Reduction of mass loss by the hot Jupiter WASP-12b due to its magnetic field. *Astronomy Reports*, 61(11):932–941.
- Bakes, E. L. O. and A. G. G. M. Tielens
1994. The Photoelectric Heating Mechanism for Very Small Graphitic Grains and Polycyclic Aromatic Hydrocarbons. *ApJ*, 427:822.
- Black, J. H.
1981. The physical state of primordial intergalactic clouds. *MNRAS*, 197:553–563.
- Bohn, H. U.
1984. Generation of acoustic energy from convection zones of late type stars. *A&A*, 136:338–350.
- Bourrier, V. and A. Lecavelier des Etangs
2013. 3D model of hydrogen atmospheric escape from HD 209458b and HD 189733b: radiative blow-out and stellar wind interactions. *A&A*, 557:A124.

- Casasayas-Barris, N., E. Pallé, F. Yan, G. Chen, S. Albrecht, L. Nortmann, V. Van Eylen, I. Snellen, G. J. J. Talens, J. I. González Hernández, R. Rebolo, and G. P. P. L. Otten
2018. Na I and H α absorption features in the atmosphere of MASCARA-2b/KELT-20b. *A&A*, 616:A151.
- Cauley, P. W., E. L. Shkolnik, J. Llama, and A. F. Lanza
2019. Magnetic field strengths of hot jupiters from signals of star–planet interactions. *Nature Astronomy*, 3(12):1128–1134.
- Davis, S. F.
1988. Simplified second-order godunov-type methods. *SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing*, 9(3):445–473.
- Dong, S., J.-W. Xie, J.-L. Zhou, Z. Zheng, and A. Luo
2018. LAMOST telescope reveals that Neptunian cousins of hot Jupiters are mostly single offspring of stars that are rich in heavy elements. *Proceedings of the National Academy of Science*, 115(2):266–271.
- Draine, B. T.
1978. Photoelectric heating of interstellar gas. *ApJS*, 36:595–619.
- Draine, B. T. and F. Bertoldi
1996. Structure of Stationary Photodissociation Fronts. *ApJ*, 468:269.
- Draine, B. T. and B. Sutin
1987. Collisional Charging of Interstellar Grains. *ApJ*, 320:803.
- Ehrenreich, D., V. Bourrier, P. J. Wheatley, A. Lecavelier des Etangs, G. Hébrard, S. Udry, X. Bonfils, X. Delfosse, J.-M. Désert, D. K. Sing, and A. Vidal-Madjar
2015. A giant comet-like cloud of hydrogen escaping the warm Neptune-mass exoplanet GJ 436b. *Nature*, 522(7557):459–461.
- Flaccomio, E., F. Damiani, G. Micela, S. Sciortino, J. Harnden, F. R., S. S. Murray, and S. J. Wolk
2003. Chandra X-Ray Observation of the Orion Nebula Cluster. II. Relationship between X-Ray Activity Indicators and Stellar Parameters. *ApJ*, 582(1):398–409.
- Fossati, L., T. Koskinen, J. D. Lothringer, K. France, M. E. Young, and A. G. Sreejith
2018. Extreme-ultraviolet Radiation from A-stars: Implications for Ultra-hot Jupiters. *ApJ*, 868(2):L30.

- Fulton, B. J., E. A. Petigura, A. W. Howard, H. Isaacson, G. W. Marcy, P. A. Cargile, L. Hebb, L. M. Weiss, J. A. Johnson, T. D. Morton, E. Sinukoff, I. J. M. Crossfield, and L. A. Hirsch
2017. The California-Kepler Survey. III. A Gap in the Radius Distribution of Small Planets. *AJ*, 154(3):109.
- Gänsicke, B. T., M. R. Schreiber, O. Toloza, N. P. G. Fusillo, D. Koester, and C. J. Manser
2019. Accretion of a giant planet onto a white dwarf star. *Nature*, 576(7785):61–64.
- García Muñoz, A. and P. C. Schneider
2019. Rapid Escape of Ultra-hot Exoplanet Atmospheres Driven by Hydrogen Balmer Absorption. *ApJ*, 884(2):L43.
- Gorti, U. and D. Hollenbach
2009. Photoevaporation of Circumstellar Disks By Far-Ultraviolet, Extreme-Ultraviolet and X-Ray Radiation from the Central Star. *ApJ*, 690(2):1539–1552.
- Harten, A., P. D. Lax, and B. v. Leer
1983. On upstream differencing and godunov-type schemes for hyperbolic conservation laws. *SIAM Review*, 25(1):35–61.
- Holmström, M., A. Ekenbäck, F. Selsis, T. Penz, H. Lammer, and P. Wurz
2008. Energetic neutral atoms as the explanation for the high-velocity hydrogen around HD 209458b. *Nature*, 451(7181):970–972.
- Husser, T. O., S. Wende-von Berg, S. Dreizler, D. Homeier, A. Reiners, T. Barman, and P. H. Hauschildt
2013. A new extensive library of PHOENIX stellar atmospheres and synthetic spectra. *A&A*, 553:A6.
- Joblin, C., G. Wenzel, S. Rodriguez Castillo, A. Simon, H. Sabbah, A. Bonnamy, D. Toublanc, G. Mulas, M. Ji, A. Giuliani, and L. Nahon
2019. Photo-processing of astro-PAHs. *arXiv e-prints*, P. arXiv:1912.03137.
- Johnson, J. A., K. M. Aller, A. W. Howard, and J. R. Crepp
2010. Giant Planet Occurrence in the Stellar Mass-Metallicity Plane. *PASP*, 122(894):905.

- Koester, D., B. T. Gänsicke, and J. Farihi
2014. The frequency of planetary debris around young white dwarfs. *A&A*, 566:A34.
- Kuiper, R., H. Klahr, C. Dullemond, W. Kley, and T. Henning
2010. Fast and accurate frequency-dependent radiation transport for hydrodynamics simulations in massive star formation. *A&A*, 511:A81.
- Lecavelier Des Etangs, A.
2007. A diagram to determine the evaporation status of extrasolar planets. *A&A*, 461(3):1185–1193.
- Lecavelier Des Etangs, A., D. Ehrenreich, A. Vidal-Madjar, G. E. Ballester, J. M. Désert, R. Ferlet, G. Hébrard, D. K. Sing, K. O. Tchakoumegni, and S. Udry
2010. Evaporation of the planet HD 189733b observed in H I Lyman- α . *A&A*, 514:A72.
- Lecavelier des Etangs, A., A. Vidal-Madjar, J. C. McConnell, and G. Hébrard
2004. Atmospheric escape from hot Jupiters. *A&A*, 418:L1–L4.
- Linsky, J. L., H. Yang, K. France, C. S. Froning, J. C. Green, J. T. Stocke, and S. N. Osterman
2010. Observations of Mass Loss from the Transiting Exoplanet HD 209458b. *ApJ*, 717(2):1291–1299.
- Macdonald, E. J. R. and N. B. Cowan
2019. An empirical infrared transit spectrum of Earth: opacity windows and biosignatures. *MNRAS*, 489(1):196–204.
- Mathis, J. S., W. Rumpl, and K. H. Nordsieck
1977. The size distribution of interstellar grains. *ApJ*, 217:425–433.
- Mayor, M. and D. Queloz
1995. A Jupiter-mass companion to a solar-type star. *Nature*, 378(6555):355–359.
- Mazeh, T., T. Holczer, and S. Faigler
2016. Dearth of short-period Neptunian exoplanets: A desert in period-mass and period-radius planes. *A&A*, 589:A75.
- Menager, H., M. Barthélemy, T. Koskinen, J. Lilensten, D. Ehrenreich, and C. D. Parkinson
2013. Calculation of the H Lyman α emission of the hot Jupiters HD 209458b and HD 189733b. *Icarus*, 226(2):1709–1718.

- Merino, P., M. Švec, J. I. Martínez, P. Jelinek, P. Lacovig, M. Dalmiglio, S. Lizzit, P. Soukassian, J. Cernicharo, and J. A. Martín-Gago
2014. Graphene etching on sic grains as a path to interstellar polycyclic aromatic hydrocarbons formation. *Nature Communications*, 5(1):3054.
- Micelotta, E. R., A. P. Jones, and A. G. G. M. Tielens
2010a. Polycyclic aromatic hydrocarbon processing in a hot gas. *A&A*, 510:A37.
- Micelotta, E. R., A. P. Jones, and A. G. G. M. Tielens
2010b. Polycyclic aromatic hydrocarbon processing in interstellar shocks. *A&A*, 510:A36.
- Mignone, A., G. Bodo, S. Massaglia, T. Matsakos, O. Tesileanu, C. Zanni, and A. Ferrari
2007. PLUTO: A Numerical Code for Computational Astrophysics. *ApJS*, 170(1):228–242.
- Murray-Clay, R. A., E. I. Chiang, and N. Murray
2009. Atmospheric Escape From Hot Jupiters. *ApJ*, 693(1):23–42.
- Nakatani, R., T. Hosokawa, N. Yoshida, H. Nomura, and R. Kuiper
2018a. Radiation Hydrodynamics Simulations of Photoevaporation of Protoplanetary Disks by Ultraviolet Radiation: Metallicity Dependence. *ApJ*, 857(1):57.
- Nakatani, R., T. Hosokawa, N. Yoshida, H. Nomura, and R. Kuiper
2018b. Radiation Hydrodynamics Simulations of Photoevaporation of Protoplanetary Disks. II. Metallicity Dependence of UV and X-Ray Photoevaporation. *ApJ*, 865(1):75.
- Omukai, K.
2000. Protostellar Collapse with Various Metallicities. *ApJ*, 534(2):809–824.
- Osterbrock, D. E. and G. J. Ferland
2006. *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*.
- Owen, J. E.
2019. Atmospheric Escape and the Evolution of Close-In Exoplanets. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 47:67–90.
- Owen, J. E. and F. C. Adams
2014. Magnetically controlled mass-loss from extrasolar planets in close orbits. *MNRAS*, 444(4):3761–3779.

-
- Owen, J. E. and Y. Wu
2017. The Evaporation Valley in the Kepler Planets. *ApJ*, 847(1):29.
- Panzer, M. R., G. Tagliaferri, L. Pasinetti, and E. Antonello
1999. X-ray emission from A0-F6 spectral type stars. *A&A*, 348:161–169.
- Paxton, B., L. Bildsten, A. Dotter, F. Herwig, P. Lesaffre, and F. Timmes
2011. Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA). *ApJS*, 192(1):3.
- Peacock, S., T. Barman, E. L. Shkolnik, P. H. Hauschildt, E. Baron, and B. Fuhrmeister
2019. Predicting the Extreme Ultraviolet Radiation Environment of Exoplanets around Low-mass Stars: GJ 832, GJ 176, and GJ 436. *ApJ*, 886(2):77.
- Petigura, E. A., G. W. Marcy, J. N. Winn, L. M. Weiss, B. J. Fulton, A. W. Howard, E. Sinukoff, H. Isaacson, T. D. Morton, and J. A. Johnson
2018. The California-Kepler Survey. IV. Metal-rich Stars Host a Greater Diversity of Planets. *AJ*, 155(2):89.
- Preibisch, T., Y.-C. Kim, F. Favata, E. D. Feigelson, E. Flaccomio, K. Getman, G. Micela, S. Sciortino, K. Stassun, B. Stelzer, and H. Zinnecker
2005. The Origin of T Tauri X-Ray Emission: New Insights from the Chandra Orion Ultradeep Project. *ApJS*, 160(2):401–422.
- Puska, M. J. and R. M. Nieminen
1983. Atoms embedded in an electron gas: Phase shifts and cross sections. *Phys. Rev. B*, 27(10):6121–6128.
- Sanz-Forcada, J., G. Micela, I. Ribas, A. M. T. Pollock, C. Eiroa, A. Velasco, E. Solano, and D. García-Álvarez
2011. Estimation of the XUV radiation onto close planets and their evaporation. *A&A*, 532:A6.
- Schreiber, M. R., B. T. Gänsicke, O. Toloza, M.-S. Hernandez, and F. Lagos
2019. Cold Giant Planets Evaporated by Hot White Dwarfs. *ApJ*, 887(1):L4.
- Schröder, C. and J. H. M. M. Schmitt
2007. X-ray emission from A-type stars. *A&A*, 475(2):677–684.

- Shaikhislamov, I. F., M. L. Khodachenko, H. Lammer, A. G. Berezutsky, I. B. Miroshnichenko, and M. S. Rumenskikh
2018. 3D Aeronomy modelling of close-in exoplanets. *MNRAS*, 481(4):5315–5323.
- Shapiro, S. L. and A. P. Lightman
1976. Black holes in X-ray binaries: marginal existence and rotation reversals of accretion disks. *ApJ*, 204:555–560.
- Simon, T., S. A. Drake, and P. D. Kim
1995. The X-Ray Emission of A-Type Stars. *PASP*, 107:1034.
- Spitzer, L.
1978. *Physical processes in the interstellar medium*.
- Szabó, G. M. and S. Kálmán
2019. The sub-Jupiter/Neptune desert of exoplanets: parameter dependent boundaries and implications on planet formation. *MNRAS*, 485(1):L116–L120.
- Szabó, G. M. and L. L. Kiss
2011. A Short-period Censor of Sub-Jupiter Mass Exoplanets with Low Density. *ApJ*, 727(2):L44.
- Tielens, A. G. G. M. and D. Hollenbach
1985. Photodissociation regions. I. Basic model. *ApJ*, 291:722–746.
- Tielens, A. G. G. M., L. B. F. M. Waters, and T. J. Bernatowicz
2005. *Origin and Evolution of Dust in Circumstellar and Interstellar Environments*, volume 341 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, P. 605.
- Toro, E. F., M. Spruce, and W. Speares
1994. Restoration of the contact surface in the HLL-Riemann solver. *Shock Waves*, 4(1):25–34.
- Tremblin, P. and E. Chiang
2013. Colliding planetary and stellar winds: charge exchange and transit spectroscopy in neutral hydrogen. *MNRAS*, 428(3):2565–2576.
- Tripathi, A., K. M. Kratter, R. A. Murray-Clay, and M. R. Krumholz
2015. Simulated Photoevaporative Mass Loss from Hot Jupiters in 3D. *ApJ*, 808(2):173.

- Valenti, J. A., A. A. Fallon, and C. M. Johns-Krull
2003. An IUE Atlas of Pre-Main-Sequence Stars. III. Co-added Final Archive Spectra from the Long-Wavelength Cameras. *ApJS*, 147(2):305–336.
- Valsecchi, F., S. Rappaport, F. A. Rasio, P. Marchant, and L. A. Rogers
2015. Tidally-driven Roche-lobe Overflow of Hot Jupiters with MESA. *ApJ*, 813(2):101.
- van Horn, H. M.
1971. Cooling of White Dwarfs. In *White Dwarfs*, W. J. Luyten, ed., volume 42 of *IAU Symposium*, P. 97.
- Vidal-Madjar, A., J. M. Désert, A. Lecavelier des Etangs, G. Hébrard, G. E. Ballester, D. Ehrenreich, R. Ferlet, J. C. McConnell, M. Mayor, and C. D. Parkinson
2004. Detection of Oxygen and Carbon in the Hydrodynamically Escaping Atmosphere of the Extrasolar Planet HD 209458b. *ApJ*, 604(1):L69–L72.
- Vidal-Madjar, A., A. Lecavelier des Etangs, J. M. Désert, G. E. Ballester, R. Ferlet, G. Hébrard, and M. Mayor
2003. An extended upper atmosphere around the extrasolar planet HD209458b. *Nature*, 422(6928):143–146.
- Wakeford, H. R., D. K. Sing, T. Kataria, D. Deming, N. Nikolov, E. D. Lopez, P. Tremblin, D. S. Amundsen, N. K. Lewis, A. M. Mandell, J. J. Fortney, H. Knutson, B. Benneke, and T. M. Evans
2017. HAT-P-26b: A Neptune-mass exoplanet with a well-constrained heavy element abundance. *Science*, 356(6338):628–631.
- Wang, L. and F. Dai
2018. Evaporation of Low-mass Planet Atmospheres: Multidimensional Hydrodynamics with Consistent Thermochemistry. *ApJ*, 860(2):175.
- Wang, Y. M.
1981. Spin-reversed accretion as the cause of intermittent spindown in slow X-ray pulsars. *A&A*, 102:36–44.
- Watson, W. D.
1972. Heating of Interstellar H I Clouds by Ultraviolet Photoelectron Emission from Grains. *ApJ*, 176:103.

- Winn, J. N., R. Sanchis-Ojeda, L. Rogers, E. A. Petigura, A. W. Howard, H. Isaacson, G. W. Marcy, K. C. Schlaufman, P. Cargile, and L. Hebb
2017. Absence of a Metallicity Effect for Ultra-short-period Planets. *AJ*, 154(2):60.
- Woods, T. N., G. J. Rottman, S. M. Bailey, S. C. Solomon, and J. R. Worden
1998. Solar Extreme Ultraviolet Irradiance Measurements During Solar Cycle 22. *Sol. Phys.*, 177:133–146.
- Yan, F. and T. Henning
2018. An extended hydrogen envelope of the extremely hot giant exoplanet KELT-9b. *Nature Astronomy*, 2:714–718.
- Yee, S. W., J. N. Winn, H. A. Knutson, K. C. Patra, S. Vissapragada, M. M. Zhang, M. J. Holman, A. Shporer, and J. T. Wright
2019. The Orbit of WASP-12b is Decaying. *arXiv e-prints*, P. arXiv:1911.09131.
- Yelle, R. V.
2004. Aeronomy of extra-solar giant planets at small orbital distances. *Icarus*, 170(1):167–179.
- Zickgraf, F. J., J. Krautter, S. Reffert, J. M. Alcalá, R. Mujica, E. Covino, and M. F. Sterzik
2005. Identification of a complete sample of northern ROSAT All-Sky Survey X-ray sources. VIII. The late-type stellar component. *A&A*, 433(1):151–171.