

修士論文

原始惑星系円盤の消失過程  
Dispersal mechanism of proto-planetary disks

2022年1月

東京大学大学院 理学系研究科物理学専攻

駒木彩乃

## 概要

星は分子雲中の重力収縮によって星周円盤を伴って誕生する。中心星が前主系列星段階に進化すると円盤は原始惑星系円盤と呼ばれる。観測によって原始惑星系円盤は数百万年で消失することが示唆されている。原始惑星系円盤の消失過程の一つとして光蒸発が挙げられる。惑星系は原始惑星系円盤内部で形成されるため、円盤進化や円盤寿命は惑星系形成の重要なパラメータである。現在までに様々な性質を持つ系外惑星が観測されている。これらの惑星は多様な環境下での円盤進化により形成されたと考えられている。惑星系が持つ多様性の原因を解明するという点において、様々な円盤進化を追うことは重要である。多波長観測から円盤寿命は中心星質量依存することが示唆されている。中心星光度は中心星質量に依存することから光蒸発過程の質量依存性を明らかにすることにより円盤進化の中心星質量依存性を説明可能であると考え、中心星質量をパラメータとした光蒸発シミュレーションを遂行した。その結果、中心星質量の増加とともに円盤寿命が短くなることを示し、この傾向は観測結果と整合的であった。また、円盤内のダスト進化によって円盤進化とともに円盤各点でのダスト量が増加することが観測的に示唆されている。円盤の時間変化の光蒸発過程への影響を明らかにするため、ダスト/ガス質量比をパラメータとした光蒸発シミュレーションを遂行した。その結果、ダスト/ガス質量比とともに円盤加熱過程、円盤損失プロファイルともに変わることを見出した。以上の結果から円盤進化とともにダスト量やダスト分布が変わることで円盤外側が光蒸発の影響を受けにくくなることを示唆された。

今後の展望としてはダストのない primordial disk や近傍大質量星から放射を受けた円盤についても光蒸発シミュレーションを行いたいと考えている。

# 目次

<b>第1章</b>	<b>イントロダクション</b>	<b>1</b>
<b>第2章</b>	<b>原始惑星系円盤の形成と進化</b>	<b>3</b>
2.1	星形成 . . . . .	3
2.1.1	分子雲での星形成 . . . . .	3
2.1.2	星進化 . . . . .	7
2.2	原始惑星系円盤 . . . . .	15
2.2.1	観測結果 . . . . .	15
2.2.2	中心星質量依存性 . . . . .	22
2.2.3	円盤ダスト進化 . . . . .	24
2.2.4	惑星形成 . . . . .	27
2.3	円盤消失過程 . . . . .	30
2.3.1	降着 . . . . .	30
2.3.2	磁気円盤風 . . . . .	30
2.3.3	光蒸発 . . . . .	32
2.3.4	円盤消失モデル . . . . .	34
2.3.5	これまでの光蒸発シミュレーション . . . . .	36
<b>第3章</b>	<b>手法：輻射流体計算</b>	<b>40</b>
3.1	流体計算 . . . . .	40
3.1.1	基本方程式 . . . . .	40
3.1.2	軸対称回転円盤の定常解 . . . . .	46
3.1.3	粘性円盤 . . . . .	48
3.1.4	粘性円盤の数値計算 . . . . .	51
3.2	輻射輸送 . . . . .	53
3.3	非平衡熱化学 . . . . .	55
3.3.1	HII領域 . . . . .	55
3.3.2	光解離領域 . . . . .	61
3.3.3	化学反応 . . . . .	63
3.3.4	加熱過程 . . . . .	68
3.3.5	冷却過程 . . . . .	70
3.4	計算設定 . . . . .	72
<b>第4章</b>	<b>原始惑星系円盤の光蒸発：中心星質量依存性</b>	<b>74</b>
4.1	中心星質量依存性 . . . . .	74
4.1.1	化学構造と加熱過程 . . . . .	76
4.1.2	質量損失率 . . . . .	78

4.1.3	円盤面密度損失率 . . . . .	79
4.2	中心星光度依存性 . . . . .	84
4.2.1	化学構造と加熱過程 . . . . .	84
4.2.2	質量損失率 . . . . .	85
4.2.3	円盤面密度損失率 . . . . .	89
<b>第 5 章</b>	<b>原始惑星系円盤の光蒸発：ダスト/ガス質量比依存性</b>	<b>90</b>
5.1	水素分子励起の加熱過程 . . . . .	90
5.1.1	化学構造と加熱過程 . . . . .	92
5.1.2	質量損失率 . . . . .	95
5.1.3	中心星質量依存性への影響 . . . . .	96
5.2	ダスト/ガス質量比依存性 . . . . .	98
5.2.1	化学構造と加熱過程 . . . . .	103
5.2.2	質量損失率 . . . . .	105
5.2.3	円盤面密度損失率 . . . . .	107
5.2.4	X 線光度依存性 . . . . .	108
5.2.5	先行研究との比較 . . . . .	111
<b>第 6 章</b>	<b>考察</b>	<b>113</b>
6.1	円盤寿命の中心星質量依存性 . . . . .	113
6.2	中心星近くでの光蒸発 . . . . .	119
6.2.1	円盤内側径を変えた場合 ( $0.03r_g \leq r$ ) . . . . .	119
6.2.2	円盤内側径を変えた場合 ( $0.22r_g \leq r$ ) . . . . .	120
6.3	円盤質量依存性 . . . . .	122
6.4	光蒸発モデル . . . . .	123
6.5	H <sub>2</sub> pumping が効果的な円盤 . . . . .	127
<b>第 7 章</b>	<b>まとめ</b>	<b>130</b>
	<b>謝辞</b>	<b>132</b>
	<b>参考文献</b>	<b>133</b>
	<b>付録</b>	<b>146</b>
	<b>付録 A 化学反応係数</b>	<b>147</b>



# 第1章 イントロダクション

近年の高分解能の観測によって 4000 個以上もの系外惑星が発見されている。惑星は質量、中心星からの距離などにおいて多様性を持つことが観測から知られている (Fulton et al., 2017; Zhang et al., 2018)。図 1.1 にこれまで観測された系外惑星とその性質を示す。系外惑星が示す多様な性質は、惑星形成の現場である原始惑星系円盤の様々な性質に起因する多様な進化過程に由来すると考えられる。

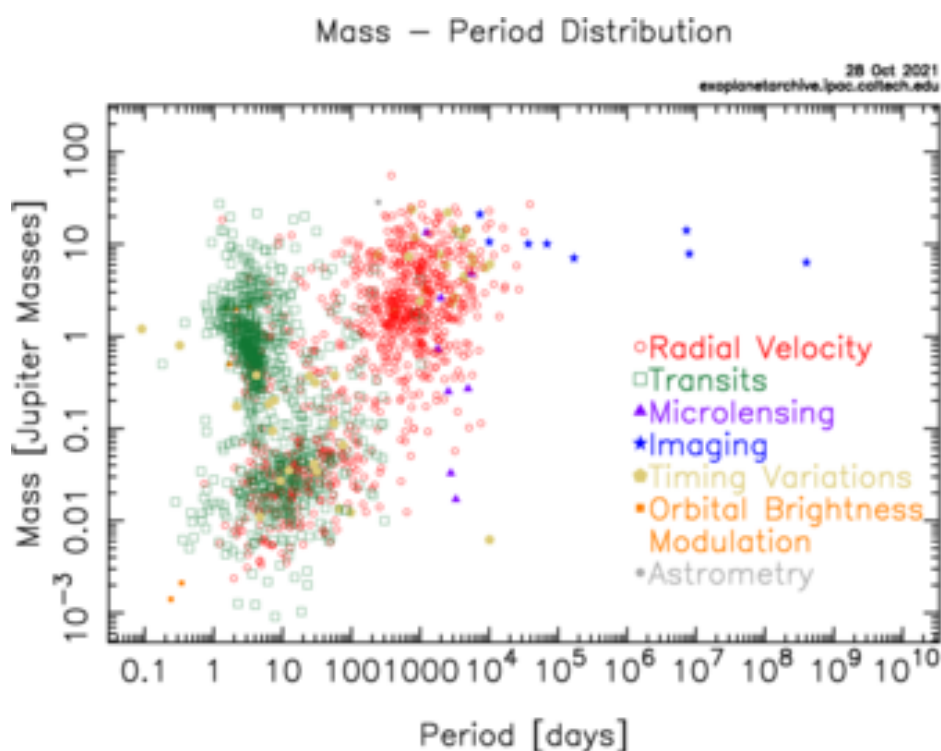


図 1.1: 2021 年 10 月 28 日までに観測された系外惑星を回転周期、惑星質量ごとにプロットした図を示す。図は <https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/exoplanetplots/> から引用。プロットの色はそれぞれ観測手法を示し、視線速度法 (赤)、トランジット法 (緑)、重力マイクロレンズング法 (紫)、直接撮像法 (青)、タイミング法 (黄)、変動検出法 (オレンジ)、アストロメトリ法 (グレー) に対応している。回転周期、惑星質量ともに数桁に渡って分布している。

一方で原始惑星系円盤に関しても、アタカマ大型ミリ波サブミリ波干渉計 (ALMA) をはじめとする高分解能・高性能の望遠鏡を用いた観測により、その構造について多くのことが明らかになってきている。ALMA によっておうし座 HL 星周りの円盤がギャップ構造を持つことが初めて観測され、原始惑星系円盤内部で惑星形成が行われている現場だと考えられている (ALMA Partnership et al., 2015)。観測的に円盤は ~ 数百万年の寿命を持ち、やがて散逸することが知られている。惑星系は円盤内部のガス・ダストから形成される

## 2 イントロダクション

表 1.1: 本文中の物理定数

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	$k_B = 1.3807 \times 10^{-16} \text{ erg K}^{-1}$
プランク定数	$h = 6.6261 \times 10^{-27} \text{ erg s}^{-1}$
電子ボルト	$\text{eV} = 1.602 \times 10^{-12} \text{ erg}$
天文単位	$\text{au} = 1.4960 \times 10^{13} \text{ cm}$
太陽質量	$M_\odot = 1.989 \times 10^{33} \text{ g}$
太陽光度	$L_\odot = 3.828 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$
太陽半径	$R_\odot = 6.96 \times 10^{10} \text{ cm}$
水素原子質量	$m_H = 1.673 \times 10^{-24} \text{ g}$

ため、円盤寿命は惑星形成の実質的な時間制限になると考えられる。円盤内部で形成された惑星は、円盤ガスとの力学的相互作用によって中心星方向に落下する。これは惑星移動と呼ばれ、円盤ガスの散逸とともになくなる。よって、円盤ガスの進化、円盤寿命は惑星系構造や中心星落下を決める重要なパラメータと考えられる。しかし、惑星系がいつ、どこで形成されるのかという統一的な理解は未だ得られていない。

惑星形成の理解のためには原始惑星系円盤進化の解明が不可欠である。原始惑星系円盤は大きさ  $\sim 100 \text{ au}$  で、化学的な構造の長さスケールは  $\sim 1 \text{ au}$  であると示唆されている。今後のさらなる高分解能観測によって、円盤の詳細な構造まで明らかになると予想される。円盤や惑星形成の段階でどのような化学構造を持っているかを明らかにすることは、惑星系の組成、さらには生命の起源といった普遍的な問いの解明に繋がると考えられる。さらには、原始太陽系に応用することで、太陽系形成過程の解明にも寄与する。

本研究では円盤消失過程のうちの1つである光蒸発に着目することで円盤消失過程の詳細を解明する。また、多様な環境での円盤進化をシミュレーションを用いて再現することで形成された惑星が持つ多様性の原因を明らかにしたいと考えている。

本論文の構成は以下のようになっている。2章で本研究の背景となる原始惑星系円盤の形成と進化についてまとめる。3章で本研究で行った、輻射流体計算による光蒸発シミュレーションの手法を説明する。4章でシミュレーション結果をもとに光蒸発の中心星質量依存性をまとめる。5章でシミュレーション結果をもとに円盤進化に伴うダスト/ガス質量比の変化が光蒸発過程に及ぼす影響をまとめる。6章で4章、5章をもとに、円盤寿命の中心星質量依存性、ダスト量変化に伴う加熱過程の違いについてまとめる。7章で本研究をまとめ、今後の展望を示す。

本論文では特に断りがない限り表 1.1 に示す物理定数を使用する。

## 第2章 原始惑星系円盤の形成と進化

### 2.1 星形成

#### 2.1.1 分子雲での星形成

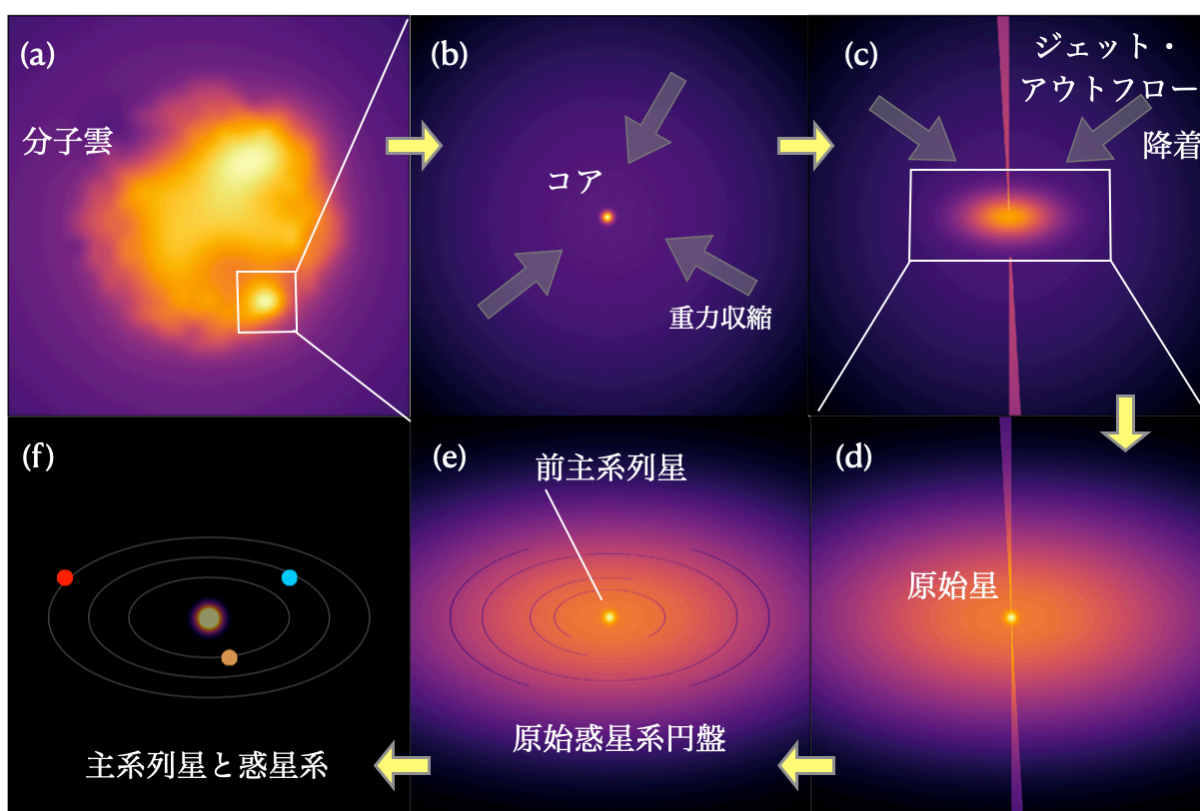


図 2.1: 星惑星系形成過程の模式図を示す。(a) 分子雲中の乱流によって密度の高い部分ができる様子。(b) 高密度なコアが重力収縮することで、その中心部では原始星が形成される。(c) 星周りの角運動量を持ったガスは原始星円盤を形成しながら中心星に降着する。ジェット・アウトフローを通して角運動量を効率的に放出する。(d) 原始星は降着によって成長する。(e) 原始星周りのエンベロープが消失すると、中心星は前主系列星、星周円盤は原始惑星系円盤と呼ばれる。(f) 原始惑星系円盤はやがて消失し、星・惑星系が形成される。

分子雲から原始星が誕生し、その周りに惑星系が形成される様子を図 2.1 に示す。分子雲は温度  $T_{\text{gas}} \sim 10 - 20 \text{ K}$ 、密度  $n_{\text{H}} \sim 10^2 - 10^3 \text{ cm}^{-3}$  ほどのガス雲である。ガスは主に  $\text{H}_2$  分子で構成されているが電波観測できないため、分子雲の観測には  $\text{CO}$  からの輝線が用いられる。Frerking et al. (1982) ではオリオン



#### 4 原始惑星系円盤の形成と進化

領域の CO スペクトル観測を行い、分子雲中のガスが乱流状態であることを明らかにした。Solomon et al. (1987) は 273 個の分子雲観測から、半径と乱流の速度分散に図 2.2 のような相関があることを明らかにした。分子雲中の乱流の速度分散  $\sigma$  について、観測から分子雲の質量  $M$ 、半径  $R$  との間にそれぞれ次の関係式が得られる。

$$\sigma \propto R^{0.5}$$

$$\sigma \propto M^{0.25}$$

2つの式をまとめると以下のような関係式が得られる。

$$\frac{M}{R\sigma^2} = \text{const}$$

これを Larson の法則という。

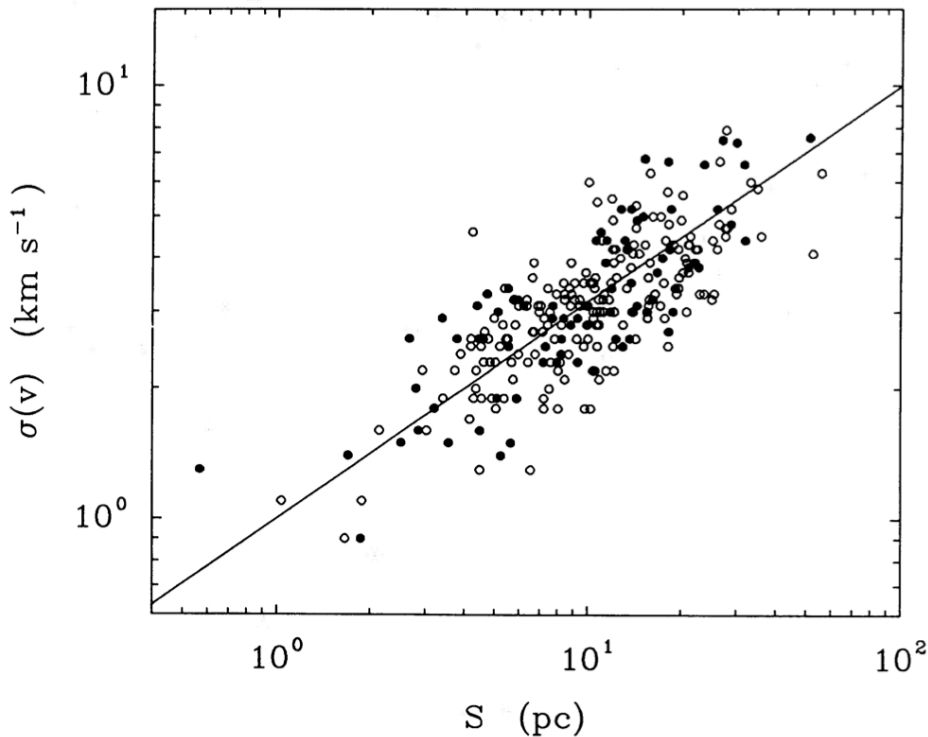


図 2.2: 分子雲中の速度分散を示す。Solomon et al. (1987) から引用した。分子雲サイズ（ここでは  $S$  とおく。）分子雲サイズが大きくなるにつれて、 $\propto S^{0.5}$  に従って、速度分散も大きくなっていった。これは乱流由来だと考えられる。

分子雲中には密度の高い部分、低い部分が生じる。観測的に分子雲はフィラメント状構造を持つことが観測から明らかになっている。フィラメントの中で重力的に不安定な部分をコアと呼ぶ。コアが重力収縮することで、その中心では星形成が行われる。コアの質量分布をコア質量関数 (Core Mass Function; CMF)、星の質量分布を星質量関数 (Initial Mass Function; IMF) と呼ぶ。それぞれの質量を  $M$  とおくと、その質量分布  $\phi(M)$  は次のように規格化されているとする。

$$\int \phi(M) dM = 1$$

観測から、IMF は以下のように近似することができる Ward-Thompson and Whitworth (2011)。

$$\phi(M)dM \propto \begin{cases} M^{-2.3}dM & M \geq 0.5 M_{\odot} \\ M^{-1.3}dM & 0.08 M_{\odot} \leq M \leq 0.5 M_{\odot} \\ M^{-0.3}dM & 0.01 M_{\odot} \leq M \leq 0.08 M_{\odot} \end{cases}$$

また、CMF は以下のように近似することができる Ward-Thompson and Whitworth (2011)。

$$\phi(M)dM \propto \begin{cases} M^{-2.3}dM & M \geq 2.4 M_{\odot} \\ M^{-1.3}dM & 1.3 M_{\odot} \leq M \leq 2.4 M_{\odot} \\ M^{-0.3}dM & 0.4 M_{\odot} \leq M \leq 1.3 M_{\odot} \end{cases}$$

観測から得られた CMF と IMF は図 2.3 のようになる。CMF と IMF はベキの形が似ていることから、コアの質量が星質量決定に寄与していることが示唆されている。他の赤外線観測からも同様の示唆が得られている (André et al., 2010)。

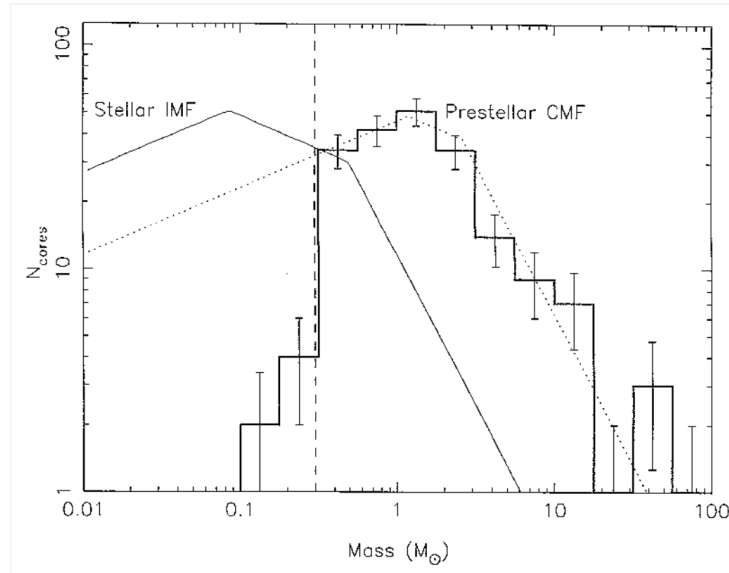


図 2.3: 赤外線観測によって得られた CMF (点線) と IMF (実線) を示す。図は Ward-Thompson and Whitworth (2011) から引用した。CMF は IMF の形と似ていることから、コアの質量分布が最終的な星質量決定に寄与していると示唆される。

分子雲コアは温度  $T_{\text{gas}} \sim 10 - 20 \text{ K}$  の中性のガス雲である。分子雲コアはガス温度による熱的な速度分散を持っている。そのため、コア収縮は等温ガス球が自己重力によって収縮する過程とみなすことができる。コアの収縮により内側では星が形成される。

収縮するガスにはガス圧も同時に働いている。ガスに摂動が加えられたとき、重力がガス圧の効果より大きくなると、ガスはジーンズ不安定性を持ち収縮する。ガスの圧力を  $P$ 、密度を  $\rho$ 、音速を  $c_s$ 、ガスの質量を  $M$ 、中心からの距離を  $r$  とおくと、単位質量あたりにかかる圧力勾配による力と重力は次のように見積もられる。

$$\begin{aligned} \frac{\nabla P}{\rho} &\sim \frac{c_s^2}{r} \\ \frac{GM}{r^2} &\sim G\rho r \end{aligned}$$

## 6 原始惑星系円盤の形成と進化

以上から、ガスがジーンズ不安定性を持つ条件は次のように表される。

$$G\rho r > \frac{c_s^2}{r}$$

$$\therefore r > r_J \sim \frac{c_s}{(G\rho)^{1/2}}$$

$r_J$  をジーンズ長と呼び、重力不安定性を持つ一様ガス球の半径に対応する。また、重力不安定性を持つガス質量は次のように計算することができる。

$$M > M_J \sim \frac{4}{3}\pi\rho r_J^3$$

$$\sim \frac{4\pi c_s^3}{3(G^3\rho)^{1/2}}$$

$M_J$  をジーンズ質量という。以上から、ジーンズ長より大きいスケールを持つ一様ガス球は重力収縮し、星形成が起こると考えられる。

自己重力によって、一様密度のガス球が一点に収縮する時間を自由落下時間  $t_{\text{ff}}$  と呼び、重力収縮のタイムスケールと考えることができる。半径  $r$  の内側の質量を  $M$  とおくと、半径の時間進化について次の関係式が成立している。

$$\frac{d^2r}{dt^2} = -\frac{GM}{r^2}$$

両辺に  $dr/dt$  をかけて時間積分すると以下ようになる。自己重力によって、時間とともに半径が小さくなる場合を考えていることに注意すると次のように表すことができる。

$$\frac{1}{2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = GM\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_0}\right)$$

$$\frac{dr}{dt} = -\sqrt{\frac{2GM}{r} - \frac{2GM}{r_0}}$$

ここで、 $r_0$  を時刻  $t = 0$  でのガス球半径とした。同じく時刻  $t = 0$  での密度を  $\rho_0$  とおくと、ガス球質量について  $M = 4\pi r_0^3 \rho_0 / 3$  が成立しているので、

$$\frac{dr}{dt} = -r_0 \sqrt{\frac{8\pi G \rho_0}{3} \left(\frac{r_0}{r} - 1\right)}$$

と書き直すことができる。 $r/r_0 = \cos^2 \theta$  と変数変換することで、簡単に積分することができる。

$$\theta + \frac{1}{2} \sin 2\theta = \sqrt{\frac{8\pi G \rho_0}{3}} t$$

自己重力によって  $r = r_0 \rightarrow 0$ 、つまり  $\theta = 0 \rightarrow \pi/2$  となるような自由落下時間は次のように導くことができる。

$$t_{\text{ff}} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho_0}} \quad (2.1)$$

星周りのガスは角運動量を持っているため、星周りを周回しながら原始星円盤を形成する。原始星円盤は、星近傍で円盤垂直方向に吹くアウトフローによって角運動量を減少させながら星に降着していく (Hirota et al., 2017)。原始星段階で多様な分子輝線が観測されていることから、様々な化学反応が進行していると考えられている。星周りでは星からの放射により、ガスが高温になりホットコア、ホットコリノが形成される。温度が高くなるとダストに付着していた C、O、S がガス中に流出し、化学反応が活発になることが観測的に示唆されている (Herbst and van Dishoeck, 2009; Fuente et al., 2021)。また、多様な組成を持つダ

スト上で複雑な有機分子が形成される Sakai and Yamamoto (2013)。これらの反応は、コア収縮によって星が形成される段階まで遡ってダスト組成に依存することが示唆されている (Aikawa et al., 2020)。アウトフローやジェットによるショックがある場合にも同様に様々な分子が形成される (Arce et al., 2008; Podio et al., 2016)。そのため、星周りではそれぞれの位置での密度、温度、放射強度などのガスの物理的・化学的構造を反映しながら、様々な分子が複雑に分布している。ガスの物理的・化学的構造において特徴的な分子が形成され、観測からガスの物理量決定に用いられる (Tychoniec et al., 2021)。実際に観測で得られたスペクトル分布を基に速度成分の解析 Oya et al. (2018)、主成分分析 Ungerechts et al. (1997); Okoda et al. (2020, 2021) が行われ分布が詳しく解析されている。

### 2.1.2 星進化

高密度なコアが重力収縮することでその中心では原始星が形成される。自己重力による収縮は前節で示したように式 2.1 から、 $t_{\text{ff}} \propto \rho^{-1/2}$  に従う。よって、高密度部分ほど自由落下時間が短く、収縮が早い (Larson, 1969)。図 2.4 に密度分布の時間変化を示す。高密度部分の進化が早いので、中心により早くガスが集まる。

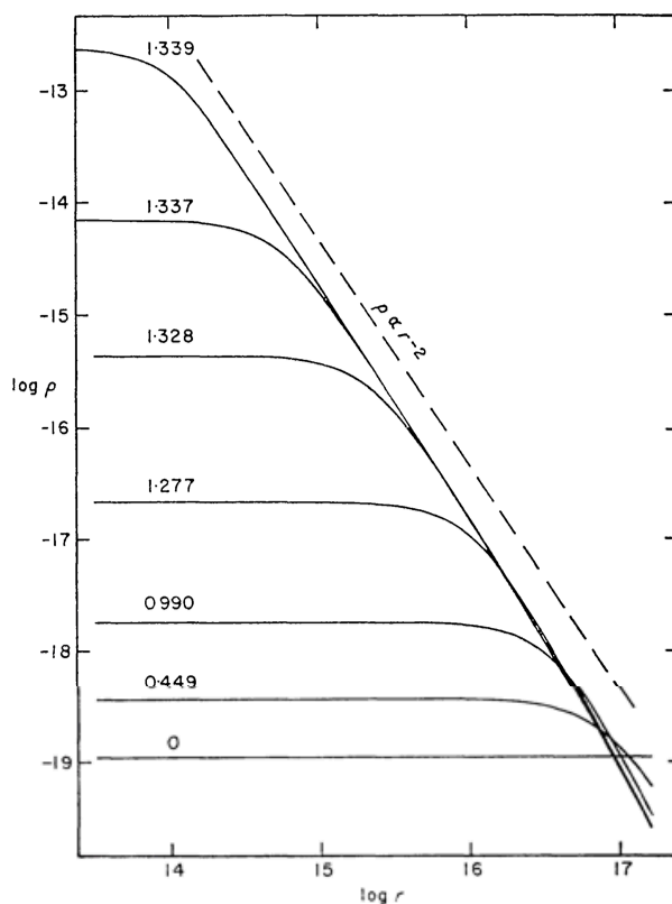


図 2.4: 自己重力収縮による密度分布の時間変化を示す。図は Larson (1969) から引用した。下の線から上の線に向かって時間進化している。時間とともに中心部にガスが集まり、密度が高くなる。自己相似的に進化する。

## 8 原始惑星系円盤の形成と進化

密度が特に高くなった中心部で原始星が形成される。

原始星周りにはエンベロープがあり、星からの放射を直接観測することはできない。原始星は主に降着によって質量を増加させる。降着率が一定で、降着流が時間に依存しないような球対称な降着をボンディ降着と呼ぶ。中心星がジーンズ質量より十分小さく、ジーンズ不安定性を持たない場合のボンディ降着流について以下にまとめる。

中心星からの距離  $r$  の関数として、降着ガスの速度  $v(r)$ 、密度  $\rho(r)$ 、圧力  $P(r)$  を表すとする。降着する中心星方向について、正の速度を持つと仮定する。このとき、時間  $[t, t + dt]$  の間での  $r$  の変化を考えることで次の関係式が得られる。

$$r + dr = r - v(r)dt$$

$$\therefore dr = -v(r)dt$$

一方で、速度の微小変化については以下のようにも書くことができる。

$$\begin{aligned} v(r + dr) &= v(r) + \frac{dv(r)}{dr} dr \\ &= v(r) - \frac{dv(r)}{dr} v(r)dt \end{aligned}$$

以上をまとめることで、降着ガスの加速度  $a(r)$  は次のようになる。

$$a(r) = -\frac{dv(r)}{dr} v(r)$$

降着ガスに外力がかかっていないと仮定すると、中心星質量  $M_*$  を持つ星からの重力と圧力を用いてガスの運動方程式は以下のように与えられる。

$$\begin{aligned} -v(r) \frac{dv(r)}{dr} &= \frac{GM_*}{r^2} + \frac{1}{\rho(r)} \frac{dP(r)}{dr} \\ &= \frac{GM_*}{r^2} + \frac{c_s^2}{\rho(r)} \frac{d\rho(r)}{dr} \end{aligned}$$

中心星からの距離  $r$  での球面を通る降着率  $\dot{M}$  は密度、速度を用いて以下のように書くことができる。

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho(r) v(r) = \text{const}$$

ここで、降着率は時間、 $r$  に依らず一定と仮定していることに注意しながら両辺の  $\log$  をとり、 $r$  で微分すると以下ようになる。

$$\frac{2}{r} + \frac{1}{\rho(r)} \frac{d\rho(r)}{dr} + \frac{1}{v(r)} \frac{dv(r)}{dr} = 0$$

これを降着ガスの運動方程式に代入すると以下のように書き換えることができる。

$$\begin{aligned} -v(r) \frac{dv(r)}{dr} &= \frac{GM_*}{r^2} + c_s^2 \left[ \frac{2}{r} + \frac{1}{v(r)} \frac{dv(r)}{dr} \right] \\ \therefore \frac{dv(r)}{dr} &= \left[ \frac{GM_*}{r^2} - \frac{2c_s^2}{r} \right] \left[ v(r) - \frac{c_s^2}{v(r)} \right]^{-1} \end{aligned} \tag{2.2}$$

以上から、この式を解くことで、降着流の速度分布を得ることができる。ただし、式 2.2 の右辺の分母が 0 の場合は特異点なので注意が必要である。特異点を持つのは

$$\begin{aligned} v(r) - \frac{c_s^2}{v(r)} &= 0 \\ \therefore v(r) &= c_s \end{aligned}$$

となるときである。このときの中心星からの距離を  $r = r_s$  とおくと、以下の関係式が成立している。

$$v(r_s) = c_s$$

このとき、式 2.2 の右辺の分子も 0 になっていなければならないので、 $v(r) = c_s$  となるような中心星からの距離は以下のように計算することができる。

$$r_s = \frac{GM_*}{2c_s^2}$$

これをボンディ半径と呼ぶ。 $v(r) \neq c_s$  の場合について式 2.2 を解く。

$$\left[ v(r) - \frac{c_s^2}{v(r)} \right] dv = \left[ -\frac{GM_*}{r^2} + \frac{2c_s^2}{r} \right] dr$$

この両辺を積分し、 $\dot{M} = 4\pi r^2 \rho(r) v(r)$  を用いてまとめると以下ようになる。 $C$  を積分定数とする。

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}v(r)^2 - c_s^2 \log v(r) &= \frac{GM_*}{r} + 2c_s^2 \log r + c_s^2 \log C \\ \frac{1}{2}v(r)^2 - \frac{GM_*}{r} &= c_s^2 \log \left[ \frac{\dot{M}C}{4\pi\rho(r)} \right] \end{aligned}$$

ここで、 $r \rightarrow \infty$  で  $\rho \rightarrow \rho_0$ 、 $v \rightarrow 0$  であるとして代入すると、以下のようになる。

$$\dot{M} = 4\pi\rho_0 r^2 v(r) \exp \left[ \frac{GM_*}{c_s^2 r} - \frac{v(r)^2}{2c_s^2} \right]$$

以上から、降着流の速度と中心からの距離の対応を求めることができた。簡単のために以下のような無次元化を行う。

$$\dot{M} = \frac{c_s^3 \dot{M}}{\pi\rho_0 G^2 M_*^2}, \quad \tilde{v} = \frac{v}{c_s}, \quad \tilde{r} = \frac{2c_s^2 r}{GM_*}$$

以上を用いると、 $v(r)$  と  $r$  の関係式は次のように書き直すことができる。

$$\dot{M} = \tilde{r}^2 \tilde{v} \exp \left[ \frac{2}{\tilde{r}} - \frac{\tilde{v}^2}{2} \right] \quad (2.3)$$

これを図示すると図 2.5 のようになる。 $\tilde{r} = 1/2, \tilde{v} = 1$  を通るかどうかで解が分かれることが分かった。図 2.5 中に赤色で示した領域は位置  $r$  に対してガス速度が 2 つの値をとりうる。これは解として不適切である。図 2.5 中に黄色で示した領域で、無限遠からガスが超音速で移動する形になっているため、解として不適切である。よって、図 2.5 中に黒線で示した曲線が解となる。このとき、ガスは無限遠から速度を上げながら星方向に移動し、ボンディ半径で音速を超える。最終的に超音速で星に降着する様子が分かる。

星から球対称に一定の質量損失がある場合についてもボンディ降着流と同様に計算することができる。この時の解をパーカー解という。解の形は図 2.5 の黒線で、中心星から  $r_s = GM_*/2c_s^2$  の位置でガスが音速になり、中心星から離れるにつれて速度が上がる遷音速解を持つ。赤線については、中心星周りで 2 つの速度を持ちうるため解として不適切である。黄線の超音速解については、中心星周りで音速を超えている必要があるが、観測的に確かめられていないため、不適切である。黄線の亜音速解はガスが常に音速を超えない速度で流出する解である。

原始星周りのエンベロープガスが消失すると、中心星は前主系列星と呼ばれる。特に中心星質量が  $M_* < 2M_\odot$  の場合 T タウリ型星、 $M_* \geq 2M_\odot$  の場合をハービッグ Ae/Be 型星と呼ぶ。前主系列星の表面は熱放射しながら、重力収縮する。このような収縮過程をケルビン・ヘルムホルツ収縮という。天体のエネルギー

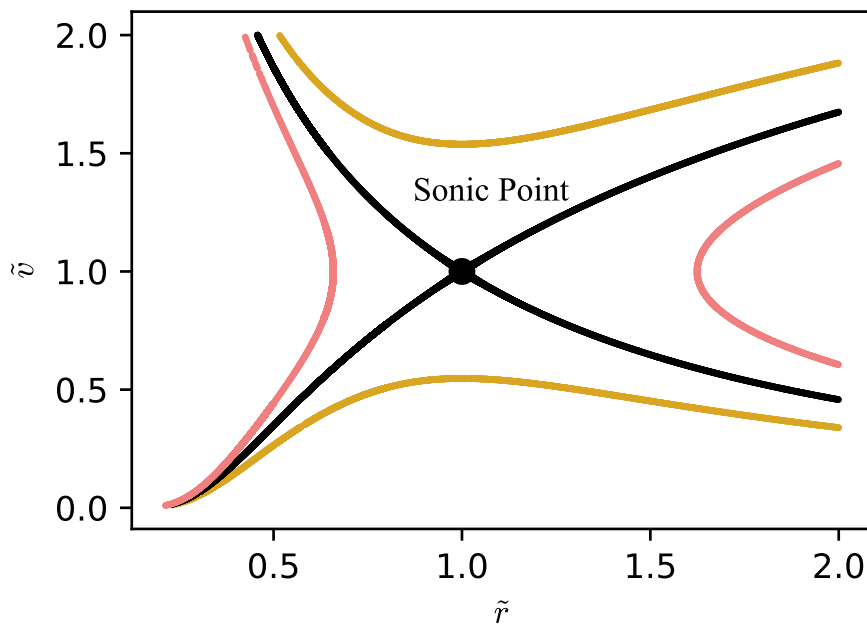


図 2.5: 式 2.3 の解を示す。質量降着率をパラメータとして変えて計算すると、黒線、赤線、黄線で示すような 3 通りの解が得られる。黒線が、遷音速解に対応している。赤線は遷音速解より高い降着率と仮定した場合に得られる解である。この場合には、無限遠から中心星まで連続した解が得られないため、物理的な解ではない。黄線は遷音速解より低い降着率を仮定した場合に得られる解であり、常に超音速か亜音速かに分けられる。これは観測と整合的でないため、除外される。以上から、遷音速解が解として得られる。

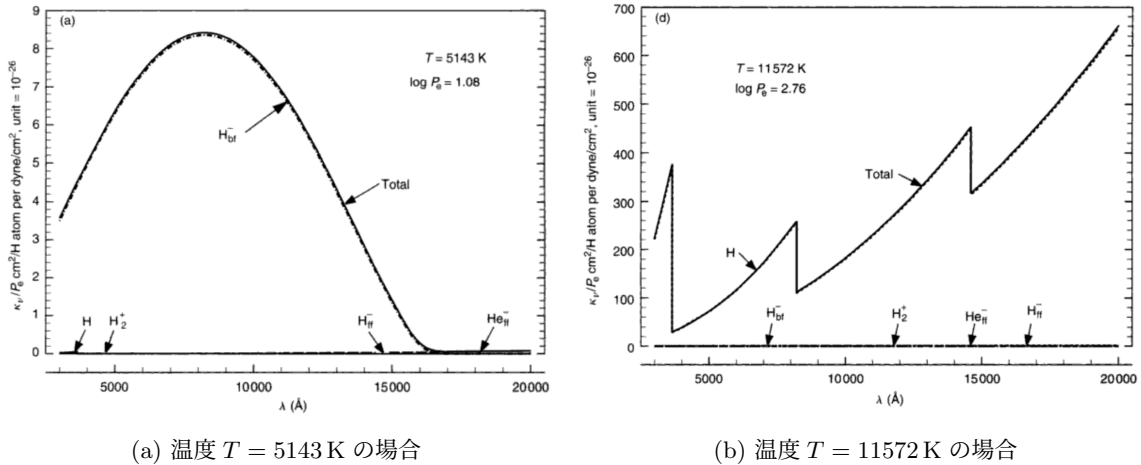


図 2.6: それぞれの温度での吸収係数の比較を示す。図は Gray (2005) から引用した。(a) は温度  $T = 5143$  K の場合に計算された不透明度を示す。H<sup>-</sup> が主な吸収源となっている (b) は温度  $T = 11572$  K の場合に計算された不透明度を示す。H<sup>-</sup> に代わり H I が主な吸収源となっている。

が熱として放出される時間がケルビン・ヘルムホルツ収縮のタイムスケールとなり、ケルビン・ヘルムホルツ時間  $t_{\text{KH}}$  と呼ばれる。一様密度を持つ天体の持つ自己重力エネルギー  $E_G$  は次のように計算することができる。

$$\begin{aligned}
 E_G &= - \int_0^{M_*} \frac{GM(r)}{r} dM(r) \\
 &= - \int_0^{R_*} \frac{G}{r} \frac{4\pi}{3} r^3 \rho \cdot 4\pi r^2 \rho dr \\
 &= - \frac{3}{5} \frac{GM_*^2}{R_*}
 \end{aligned}$$

天体の光度を  $L_*$  とすると、ケルビン・ヘルムホルツ時間は以下のように見積もることができる。

$$t_{\text{KH}} \sim \frac{GM_*^2}{R_* L_*}$$

前主系列星は林トラック、ヘニエトラックを経て主系列星となる。林トラックの段階では星内部の不透明度が大きく、温度勾配も大きい。そのため、輻射輸送の代わりに星全体で対流運動が起こっている。星のガス温度によって、主な吸収源が図 2.6 のように異なる。林トラックになったばかりの星は数千 K の温度を持つ。よって、主な吸収源は H<sup>-</sup> である。不透明度  $\kappa [\text{cm}^{-1}]$  は密度  $\rho$  と温度  $T$  を用いて次のように近似される。

$$\kappa \simeq \kappa_0 \rho^{3/2} T^{9/2}$$

このとき、星の光度と温度の関係式を求めたい。熱放射によって放出されるエネルギーの放射強度  $F$  は次のように表すことができる。

$$F = \sigma_{\text{SB}} T^4$$

このとき、温度  $[T, T + dT]$  の範囲から実質的に放出されるエネルギーの放射強度は次のように書くことが



できる。

$$\begin{aligned} F &= F(T + dT) - F(T) \\ &= \sigma_{\text{SB}} [(T + dT)^4 - T^4] \\ &\approx 4\sigma_{\text{SB}} T^3 dT \end{aligned}$$

ここで、 $l = 1/\kappa$  を平均自由行程と呼び、吸収されるまでに移動する長さスケールを表す。 $dT \approx (dT/dr)l$  と書き直すことができる。 $T_*$  を星の表面温度とすると以下のようなになる。

$$\begin{aligned} F &= \frac{4\sigma_{\text{SB}} T^3}{\kappa} \frac{dT}{dr} \\ &= \sigma_{\text{SB}} \frac{d}{d\tau} T^4 \\ &\sim \sigma_{\text{SB}} T_*^4 \end{aligned}$$

星表面からの光学的厚みを  $d\tau = \kappa dr$  となるようにおいた。以上を解くことで星内部の温度は次のように表すことができる。

$$T^4(\tau) = T_*^4(\tau + 1)$$

一方で、星半径を  $R_*$  とおくと、星表面付近での静水圧平衡は次のようになっている。

$$\frac{dP}{dr} \simeq -\frac{GM_*\rho(R)}{R_*^2}$$

これを  $dP/d\tau$  の形に書き換え、不透明度を代入してまとめると以下のようなになる。

$$\begin{aligned} \frac{dP}{d\tau} &= \frac{1}{\kappa} \frac{dP}{dr} \\ &\simeq \frac{GM_*\rho(\tau)}{R_*^2\kappa} \\ &= \frac{GM_*}{R_*^2\kappa_0\rho^{1/2}T^{9/2}} \end{aligned}$$

気体の状態方程式  $P = \rho k_B T / \mu m_H$  を用いて書き直すことができる。

$$\begin{aligned} \frac{dP}{d\tau} &= \frac{GM_*}{R_*^2\kappa_0 T^4} \left[ \frac{k_B}{\mu m_H P} \right]^{1/2} \\ \therefore P^{1/2} \frac{dP}{d\tau} &= \frac{GM_* k_B^{1/2}}{R_*^2\kappa_0 \mu^{1/2} m_H^{1/2} T_*^4 (\tau + 1)^4} \end{aligned}$$

ここで、 $\mu$  は平均分子量を表す。星表面では  $\tau \rightarrow 0, P \rightarrow 0$  であることに注意しながら両辺を積分すると次のようになる。

$$\begin{aligned} P^{3/2} &= \frac{3GM_* k_B^{1/2}}{2R_*^2\kappa_0 \mu^{1/2} m_H^{1/2} T_*^4} \ln(\tau + 1) \\ P &= \left[ \frac{3GM_* k_B^{1/2} \ln(\tau + 1)}{2R_*^2\kappa_0 \mu^{1/2} m_H^{1/2} T_*^4} \right]^{2/3} \end{aligned}$$

以上から、星表面近傍において光学的厚みと圧力の対応関係を求めることができた。

断熱的に収縮が起きると考えると、ポアソンの式  $PT^{\gamma/(\gamma-1)} = \text{const}$  が成立している。単原子気体であるとして  $\gamma = 5/3$  を仮定する。このとき、星表面近傍と星全体についてポアソンの式が成立しているので、星表面の温度についてこれを解くと次の関係式が得られる。

$$T_* = [G^{13}(k_B/\mu m_H)^{17}\kappa_0^{-4}M_*^7R_*]^{1/31}$$

また、星光度  $L_*$  は次のように書くことができる。

$$L_* = 4\pi R_*^2\sigma_{\text{SB}}T_*^4$$

以上から、 $R_*$  を消去して、星光度と表面温度の関係式は次のようになる。

$$L_* \propto M_*^{-14}T_*^{66}$$

林トラック上にある星は HR 図でほぼ垂直な傾きを持つ。

星内部の温度が十分高くなると、 $\text{H}^-$  による不透明度が小さくなる。輻射輸送が効果的にエネルギーを輸送するようになると、ヘニエトラックと呼ばれる。図 2.6 から不透明度は  $\text{H}^-$  の代わりに  $\text{H}\text{I}$  に起因するようになる。このとき、不透明度を次のように近似することができる。

$$\kappa \simeq \kappa_{\text{H}}\rho^2T^{-7/2}$$

これを用いて林トラックと同様に光度と温度の関係式を求めると以下のような関係式が得られる。

$$L_* \propto M_*^{22/5}T_*^{4/5}$$

以上から、前主系列星段階の林トラック、ヘニエトラックにおいて、星がどのような光度・温度関係を保ちながら進化するのか HR 図に表示することで確かめた。以上をまとめると図 2.7 のようになる。中心星質量が小さいほど星温度が低く、対流が主なエネルギー輸送機構になり、より長い時間を林トラック上で過ごすことが分かる。

重力収縮によって星内部の温度が高くなり水素燃焼が始まると主系列星となる。主系列星になった段階の星を零歳主系列 (Zero Age Main Sequence; ZAMS) と呼ぶ。

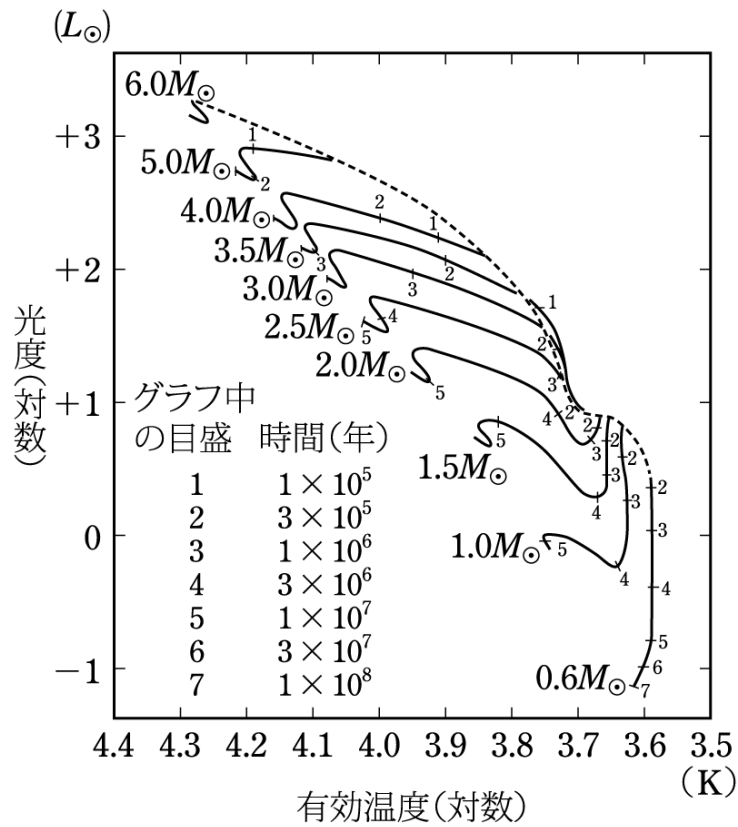


図 2.7: HR 図上での林トラックとヘニエトラックを示す。星間物質と星形成 (日本評論社) から引用した。低質量星ほど、星温度が低くより長い時間を林トラック上で過ごす。

## 2.2 原始惑星系円盤

### 2.2.1 観測結果

中心星が収縮し、前主系列星に進化すると星周円盤は原始惑星系円盤と呼ばれるようになる。原始惑星系円盤は、ガス成分とダスト成分からできている。ガスは  $\text{H}_2$  や  $\text{HI}$  をはじめとする気体成分のことで、ダストは  $\text{H}_2\text{O}$  などの固体微粒子のことである。原始惑星系円盤は 1993 年にオリオン星雲で影として観測された O'dell et al. (1993)。以降、様々な星形成領域で 2000 個以上の原始惑星系円盤が観測されている (e.g., Furlan et al., 2009; Ribas et al., 2017)。原始惑星系円盤の観測には図 2.8 に示すように、ガス成分からのスペクトル線、ダスト連続波、ダスト偏光観測が用いられる。

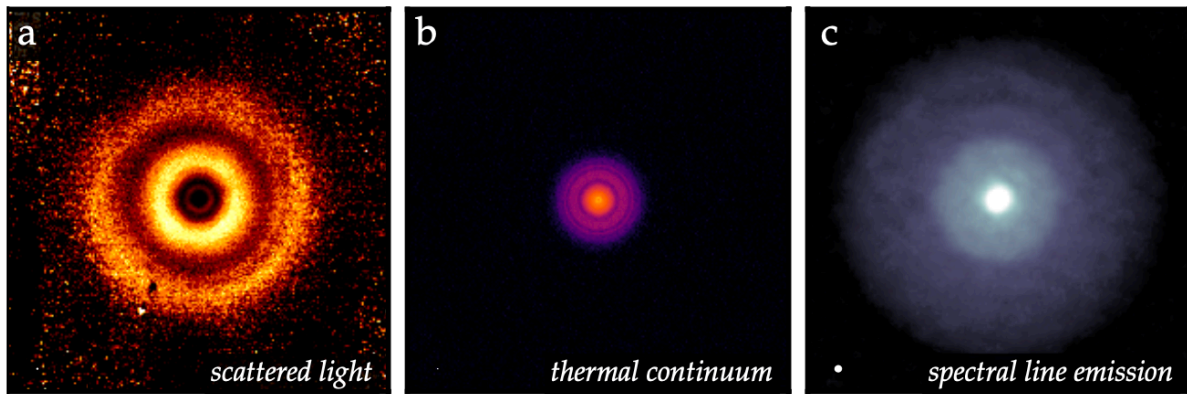


図 2.8: 3通りの方法で観測されたうみへび座 TW 星 (TW Hya) 周りの原始惑星系円盤を示す。図は Andrews (2020) から引用した。(a) 偏光観測で得られた、円盤表面の小さいダストによる散乱光 (b)  $\lambda = 0.9 \text{ mm}$  で観測された連続波成分 (c) CO のスペクトル観測に対応している。観測する波長によって、対応する円盤位置が異なる。

ガス成分については主に分子のエネルギー準位間の遷移によって放射される分子輝線として観測される。分子は電子励起状態、振動励起状態、回転励起状態の 3 種類の励起状態を持つ。回転励起状態のエネルギー差が一番小さく、低温の分子ガスでも電波領域で観測される。分子の慣性モーメントを  $I$ 、回転角運動量の量子数を  $J$  とすると回転エネルギーは次のように表される。

$$E_{\text{rot}} = \frac{\hbar^2}{2I} J(J+1)$$

$\Delta J = 0, \pm 1$  となるような遷移を双極子遷移と呼ぶ。 $\text{H}_2$  は電気双極子モーメントを持たないため双極子遷移による放射は観測されない。そのため分子雲の観測には  $\text{H}_2$  の代わりに CO が用いられる。分子からの放射はエネルギー準位間の遷移によって決まった波長で観測される。放射されたスペクトル線はドップラー幅、自然幅によって周波数方向に幅を持つ。ドップラー幅とはガス速度により周波数がずれて観測される影響のことで、自然幅は不確定性原理からエネルギー準位自体に幅を持つことによって生じる。これらの効果はまとめて以下のように表される。

$$\phi_\nu = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int \frac{dv}{\sigma_v} e^{-v^2/2\sigma_v^2} \frac{4\gamma_{\text{ul}}}{16\pi^2 [\nu - (1 - v/c)\nu_{\text{ul}}]^2 + \nu_{\text{ul}}^2}$$

ガス成分は円盤質量の約 99% を占めている。H<sub>2</sub> 以外にも CH<sub>3</sub>CN、CH<sub>3</sub>OH などの分子が観測されている (Öberg et al., 2015; Walsh et al., 2016; McGuire, 2018)。ガスの化学組成は中心星からの放射の影響を受けていることが観測的に示唆されている (e.g., Bergin et al., 2003; Herczeg et al., 2004; Nomura and Millar, 2005; Qi et al., 2006; Öberg et al., 2010; Walsh et al., 2010; Schindhelm et al., 2012)。Schindhelm et al. (2012) は T タウリ型星の観測から、星からの放射のうち 81 ± 9% が Ly $\alpha$  で構成されていて、そのほとんどが H<sub>2</sub> の励起に使われることを明らかにした。実際に Ly $\alpha$  を考慮した中心星放射を仮定した、円盤ガスの温度や H<sub>2</sub> の振動回転遷移の進化計算から、Ly $\alpha$  によって H<sub>2</sub> スペクトル線の観測結果を整合的に説明できることが示されている (Nomura and Millar, 2005)。Herczeg et al. (2006) は観測から、中心星から放射された高エネルギー放射によって、H<sub>2</sub> の電子励起状態遷移に伴うスペクトルを観測し特定した。円盤ガスは主に H<sub>2</sub> で構成されている。以上のシミュレーションや観測結果から、中心星からの放射は円盤の化学組成や実際に観測されるスペクトルに大きく影響すると考えられる。

中心星から離れると、ガス温度は  $T_{\text{gas}} \propto (r/r_0)^{-\beta}$  に従って低くなる ( $\beta \sim 0.5$ )。ガス温度が高い中心星近くでのみ H<sub>2</sub>O が気体として存在するようになる。このような境界をスノーラインと呼ぶ。スノーラインは中心星から  $\sim 3$  au の位置にあり、スノーラインを境にガスやダストの組成が異なることが観測的に明らかになっている (Qi et al., 2019; Öberg and Bergin, 2021)。CO は  $\sim 30$  au の位置にスノーラインを持つことが明らかになっている (Qi et al., 2013)。各分子のスノーラインの位置の違いによって、ガスやダスト組成は  $r$  依存性を持つと考えられる。中心星からの位置による組成の違いは、円盤内部で進む惑星形成や惑星組成に影響を与えることが示唆されている (Cridland et al., 2020)。エッジオン円盤の観測から、化学構造は  $z$  方向にも依存性を持つことが明らかになっている (Podio et al., 2020)。CO、CS などは円盤表面に分布していることが分かった。温度の低い円盤赤道面ではこれらの分子はダストに付着しているためと考えられる。同時に  $< 1$  Myr 程度の系としては初めて CH<sub>3</sub>OH を観測した。若い系でも化学進化が進んでいることが明らかになり、星・惑星系の化学組成を考える上で原始惑星系円盤の化学組成の変化は重要であると示唆されている。

ダストは様々なサイズを持つものがある。ダストサイズが  $0.005 \mu\text{m} \leq a \leq 0.25 \mu\text{m}$  の範囲で、そのサイズ分布  $dn(a)/da$  は観測から次のように近似することができる (Draine and Lee, 1984)。

$$dn(a) \propto a^{-3.5} da$$

この分布は MRN 分布と呼ばれる。円盤質量が  $M_{\text{disk}} = 0.03 M_{\odot}$ 、ダスト/ガス質量比が  $\mathcal{D} = 0.01$  とするとダストサイズ分布と、ダスト表面積の分布は図 2.9 に示すようになる。最大ダストサイズが全体の質量を決定し、ダストサイズの小さいダストが全体の表面積に大きく寄与している。

その中でも特に小さいダストは多環芳香族炭化水素 (Polycyclic Aromatic Hydrocarbons; PAH) によって構成されている。PAH は炭素環が繋がった構造をもち、それぞれの結合の振動によって赤外線領域の特定の波長で観測される (Cesarsky et al., 1996; Tielens, 2008)。PAH は遠紫外線 (Far Ultraviolet; FUV;  $6 \text{ eV} < h\nu < 13.6 \text{ eV}$ ) の光によって光電効果を起こす。そのため、PAH のスペクトルはガスの電離度に依存すると考えられる。

ダスト温度は主に中心星放射の吸収と熱放射による釣り合いで決まっている。ダストサイズを  $a$ 、中心星からの距離を  $r$ 、中心星光度を  $L_*$ 、ダスト温度を  $T_{\text{dust}}$  とおくと、単位時間あたりにダストが吸収するエネルギー  $\Gamma_{\text{dust}}$ 、放射するエネルギーを  $\Lambda_{\text{dust}}$  は、それぞれ次のように表される。

$$\Gamma_{\text{dust}} = \pi a^2 \frac{L_*}{4\pi r^2}$$

$$\Lambda_{\text{dust}} = 4\pi a^2 \sigma_{\text{SB}} T_{\text{dust}}^4$$

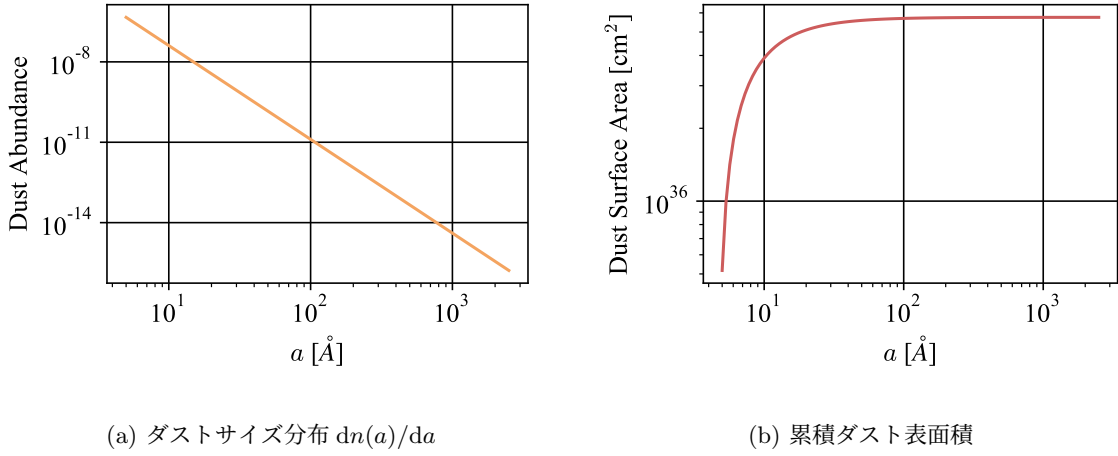


図 2.9: (a) ダストサイズ分布を示す。円盤質量が  $M_{\text{disk}} = 0.03 M_{\odot}$ 、ダスト/ガス質量比が 0.01 として計算した。(b) ダストサイズが小さい方からの累積ダスト表面積を示す。円盤内のダストにおいて、 $a \leq 15 \text{ \AA}$  の小さいダストが表面積で支配的であることから、ダスト表面での化学反応に寄与する。

ここから、平衡に達しているときのダスト温度は次のように見積もることができる。

$$T_{\text{dust}} \sim 277 \left( \frac{r}{1 \text{ au}} \right)^{-1/2} \left( \frac{L_*}{L_{\odot}} \right)^{1/4} \text{ K}$$

円盤表面のダストで散乱された光に着目した偏光観測や、ダスト温度によって決まる熱放射に着目した連続波観測を用いて、ダストは赤外線から電波まで多波長に渡って観測される。円盤は温度勾配を持ち、中心星近く、円盤表面の方が温度が高くなっていて、より短い波長の放射を通して観測される (Dullemond et al., 2007a; Yasui et al., 2014; Testi et al., 2014)。内側から外側にかけて近赤外線、中間赤外線、サブミリ波でそれぞれ観測される。そのため、観測する波長域によって注目する円盤位置が異なっている。観測された連続波のエネルギーからダスト質量  $M_{\text{dust}}$  は次のように見積もられる。

$$M_{\text{dust}} = \frac{F_{\nu} d^2}{\kappa_{\text{dust}}(\nu) B_{\nu}(T_{\text{dust}})}$$

ここで、 $\kappa_{\text{dust}}(\nu)$  はダストの吸収係数とした。ダストの吸収係数の周波数依存性は、次のように表される (Beckwith et al., 1990)。

$$\kappa_{\text{dust}}(\nu) = 0.1 \left( \frac{\nu}{10^{12} \text{ Hz}} \right)^{\beta} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$$

$\beta$  はダストの不透明度指数と呼ばれ、ダストサイズや組成に依存する (Miyake and Nakagawa, 1993; Draine, 2006; Kataoka et al., 2014)。Kataoka et al. (2014) ではダストサイズを変えて吸収係数の周波数依存性を計算したところ、図 2.10 のようになった。ダストサイズが光の波長より小さく  $2\pi a < \lambda$  が成立している場合には、ダスト粒子全体で光と同じ電場を持つ。この場合、吸収係数は  $\kappa_{\text{dust}} \propto \lambda^{-2}$  の依存性を持つ。一方で、ダストサイズが光の波長より大きく  $2\pi a > \lambda$  が成立している場合には、ダスト中で場所によって異なる電場を持つ。その結果、ダストの各部分で異なる吸収断面積を持ち、全体として  $\lambda$  に依存性を持たない。観測的に  $\beta$  が  $R$  依存性を持つことが明らかになり、ダストの動径方向移動によって円盤進化とともにダストサイズ分布が変わることが示唆されている (Pérez et al., 2012)。

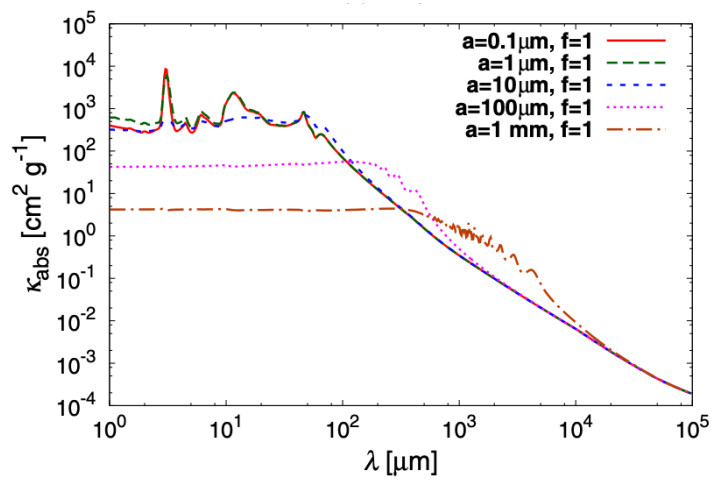


図 2.10: ダストサイズごとに吸収係数の波長依存性を示す。図は Kataoka et al. (2014) から引用した。ダストが球体であると仮定して吸収係数を計算した。それぞれのダストサイズについて  $2\pi a \sim \lambda$  を境に吸収の性質が異なっている。

Andrews and Williams (2005) は観測した SED をもとに、円盤モデルから円盤ダスト質量を見積もった。その結果、円盤質量  $M_{\text{disk}}$  は数桁に渡ってばらつきを持つことを明らかにした。連続波観測から、低質量星周りについては円盤ダスト質量に中心星質量依存性を持たないことが示唆されている (Ruíz-Rodríguez et al., 2018)。一方で、Andrews et al. (2013) ではミリ波を用いてより広い範囲の中心星質量をもつ 176 個の円盤ダスト観測を行った。その結果、円盤ダスト質量は  $M_{\text{disk}} \propto M_*$  に従って中心星質量とともに増加することが明らかになった。他の星形成領域についても赤外線観測から、円盤ダスト質量が中心星質量依存性を持つことが示唆されている (Williams and Cieza, 2011; Pascucci et al., 2016)。円盤ガス分布の観測には、CO スペクトル線がよく用いられる。スペクトル観測には高分解能が必要である上に、ガス中のアバんだンスは温度依存性を持つため、ガス観測に基づいた円盤質量の見積もりは難しい。CO スペクトルから見積もられた円盤質量は小さく、CO のアバんだンスが低いことが示唆されている (Favre et al., 2013; Kama et al., 2016)。これは、CO がダストに付着したり、化学反応しているため少なく見積もっているためだと考えられている。Williams and Best (2014) では光学的に薄い  $^{13}\text{CO}$  や  $\text{C}^{18}\text{O}$  を用いて円盤ガス質量を総合的に見積もれることを明らかにした。以上の観測結果から、円盤質量も中心星質量に依存すると示唆される。

円盤半径は観測的にガス密度が小さくなる動径方向の長さスケールを基準として用いる。Cieza et al. (2021) は ALMA 望遠鏡を用いて星形成領域 Ophiuchus のミリ波観測を行った。観測で得られた放射エネルギーのうち、90% が放射された位置を半径とした。円盤半径は  $R_{\text{disk}} \approx 53\text{--}256\text{ au}$  であることを明らかにした。Eisner et al. (2018) は ALMA 望遠鏡を用いてオリオン星雲の原始惑星系円盤を観測した。赤外線ダスト観測から円盤フラックス分布を見積もり、ダストがガウシアンに従って分布していると仮定して、円盤半径を見積もった。その結果、円盤半径は  $R_{\text{disk}} \approx 10\text{--}30\text{ au}$  と明らかになった。オリオン星雲の原始惑星系円盤は他の星形成領域に比べてサイズが小さいことが明らかになり、原因として近傍星による光蒸発が挙げられる。また、円盤半径は  $R_{\text{disk}} \propto M_*^{0.15}$  に従って、中心星質量依存性に僅かに依存していることを示した。Andrews et al. (2018) は SMA 望遠鏡、ALMA 望遠鏡で観測された近傍にある原始惑星系円盤 105 個の解析を行った。円盤半径はダストからの放射が減少する動径方向の長さスケールとした。その結果、円盤半径は  $R_{\text{disk}} \propto M_*^{0.6}$  に従って中心星質量とともに大きくなることを明らかにした。その一方で、Hendler et al. (2020) は ALMA 望遠鏡で観測された原始惑星系円盤の半径を見積もったところ、中心星スペクトル型に依存しないことを示した。これまでの観測により、ダスト半径の方がガス半径より小さいことが示唆されている (de Gregorio-Monsalvo et al., 2013; Ansdell et al., 2018)。これは、ダストが動径方向移動によって中心星方向に移動しているためだと考えられている。Toci et al. (2021) は、降着による角運動量輸送、ダスト合体成長、動径方向移動を考慮した 1 次元円盤進化シミュレーションを遂行した。数 Myr のタイムスケールでダスト半径がガス半径より大きくなることが確かめられた。以上のように、円盤半径は近傍星からの放射や、円盤内部のダスト進化どちらの影響も受け、系の性質に大きく依存すると考えられる。

中心星とその周りを観測することで図 2.11 に示すようなスペクトルエネルギー分布 (Spectral Energy Distribution; SED) を得ることができる。SED は星からの黒体放射と円盤成分からのスペクトルの合計として観測される。特に円盤による放射を赤外超過と呼ぶ。円盤進化とともにダストからの連続波成分が減少し、赤外線領域の放射強度が小さくなることで SED の形状も変わる。式 2.4 のように  $2\text{--}25\ \mu\text{m}$  の範囲の SED の傾きを用いて表 2.1 のように進化段階を分けることができる (Draine, 2011; Williams and Cieza, 2011)。

$$\alpha_{\text{IR}} = \frac{d \log \lambda F_\lambda}{d \lambda} \quad (2.4)$$

クラス 0 段階の原始星は周りのエンベロープガスが光学的に厚く観測されない。クラス 1 段階では  $\alpha_{\text{IR}} > 0.3$  の SED を持つ。年齢は数十万年で降着によるエネルギー放射によって観測される。クラス 2 段階では



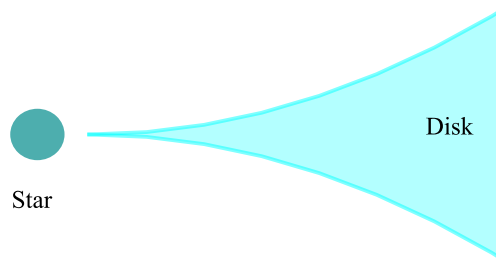
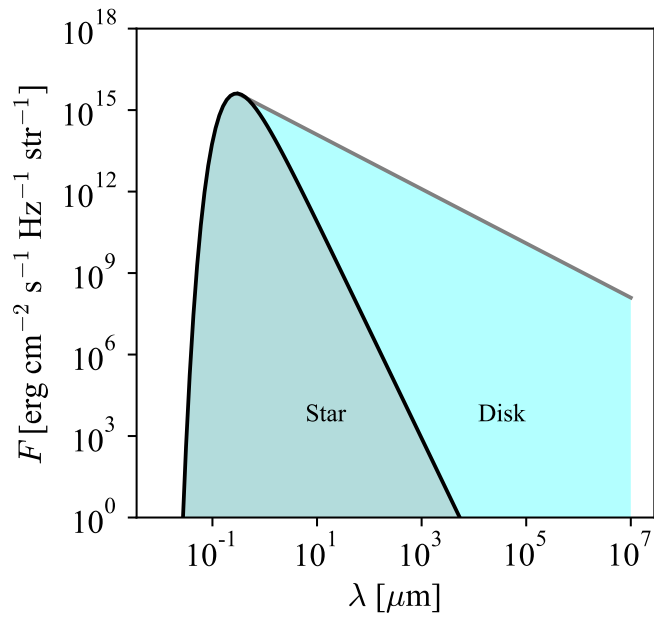


図 2.11: 星・円盤系で観測されるスペクトルの模式図を示す。星は黒体放射に似たスペクトルを示すのに対し、円盤は多波長に渡って観測される。そのため、下図のような星・円盤系を観測した場合には上図のような SED が得られる。

表 2.1: SED による進化段階の区分とそれぞれの特徴

進化段階	$\alpha_{\text{IR}}$	年齢	観測例
クラス 0	-	$(1 - 2) \times 10^4$ yr	Orion
クラス 1	$\alpha_{\text{IR}} > 0.3$	$(1 - 2) \times 10^5$ yr	Orion
クラス 2	$-1.6 < \alpha_{\text{IR}} < -0.3$	$\sim 10^5 - 10^6$ yr	Taurus, Upper Sco, Ophiuchus
クラス 3	$\alpha_{\text{IR}} < -1.6$	$\sim 10^6 - 10^7$ yr	Taurus

$-1.6 < \alpha_{\text{IR}} < -0.3$  の SED を持つ。星・円盤系周りのエンベロープは散逸する。この段階でも降着によるエネルギー放射が観測される。クラス 3 段階になると SED は  $\alpha_{\text{IR}} < -1.6$  の傾きを持つ。原始惑星系円盤が薄くなり降着による放射も弱くなる。最終的に円盤は完全になくなり、中心星と惑星系が残される。

星は星形成領域内で集団で形成される。星団内の円盤を持つ割合を円盤保有率という。Haisch et al. (2001) は様々な年齢を持つ星形成領域それぞれについて赤外超過の有無を調べることで円盤保有率が年齢依存性を持つことを明らかにした。その結果、図 2.12 のようになり、星団の年齢が上がるとともに円盤保有率は少なくなることを明らかにした。このことから円盤は寿命を持ち、円盤消失タイムスケールは 3-6 百万年であることが示唆された。その後より多くの星形成領域を含めた解析においても、同様の円盤消失タイムスケールが得られた (Hernández et al., 2007)。Mamajek (2009) は近赤外線を用いて円盤保有率を計算した。近赤外線は特に  $r < 0.1$  au の範囲の中心星近くの円盤からの放射に対応している。観測的に円盤消失のタイムスケールは  $\sim 2.5$  Myr であると見積もった。多波長の観測から、統計的に多くの円盤が数 Myr のタイムスケールで消失することが示唆される一方で、 $\sim 1$  Myr 以内に消失する場合や  $\sim 10$  Myr 以上の年齢を持つ多様な円盤も観測で見つかっている。

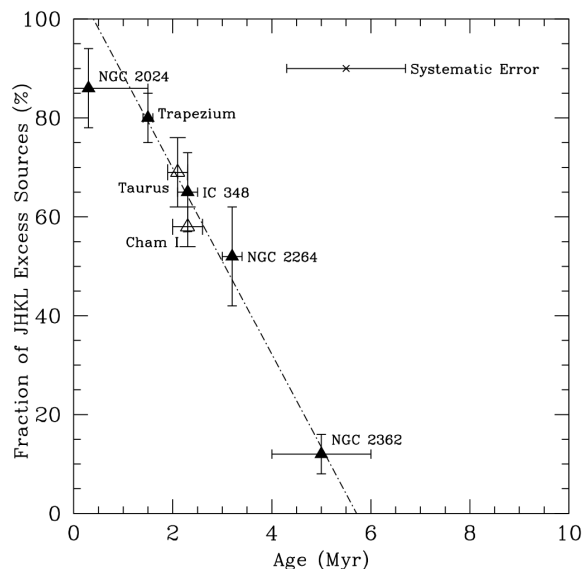


図 2.12: 様々な年齢を持つ星形成領域の赤外線観測結果から円盤保有率を計算し、年齢を横軸に表示したグラフを示す。図は Haisch et al. (2001) から引用した。系の年齢が上がるとともに円盤保有率は小さくなった。最小二乗法によるフィッティングから、円盤寿命は 3-6 Myr であると見積もられた。

特に Carina 星雲では、年齢が 45 Myr の星周りから降着によるスペクトルが得られた (Silverberg et al., 2016; Murphy et al., 2018)。この天体に関する SED 観測から星周りに円盤を持つことが明らかになり、一般的に数 Myr で消失するはずの円盤から  $\sim 1$  Myr のタイムスケールを持つ降着が起きていることが示唆されている。このように系の年齢が高いにも関わらず、降着が起きている円盤を特にピーターパン円盤と呼ぶ。Wilhelm and Portegies Zwart (2022) では円盤進化シミュレーションを遂行し、このように円盤が消失しないためには中心星質量が  $M_* < 0.6 M_\odot$  であるような M 型矮星周りであることを示唆した。

クラス 2、クラス 3 段階にある原始惑星系円盤の SED 観測から、波長  $\lambda \sim 10 \mu\text{m}$  の放射強度が低い円盤が見つかっている (Calvet et al., 2005; Espaillat et al., 2014)。このような円盤を遷移円盤と呼ぶ。円盤散逸の最終段階にあり、近赤外線観測される小さなダストが消失した結果だと考えられる。近年の高分解能観測によって、より複雑なリング構造やギャップ構造を持つ原始惑星系円盤が多く発見されている (Andrews et al., 2018; Francis and van der Marel, 2020)。これらの構造は、円盤内部のダスト進化、重力不安定性や惑星形成によって形成されると考えられている (Kanagawa et al., 2016)。

### 2.2.2 中心星質量依存性

星団内の星の性質ごとに円盤保有率を計算することによって、円盤寿命が環境依存性を持つことが明らかになってきた。その一つとして中心星質量依存性が挙げられる (e.g., Carpenter et al., 2006; Lada et al., 2006; Allers et al., 2007; Dahm and Hillenbrand, 2007; Kennedy and Kenyon, 2009; Fang et al., 2012; Yasui et al., 2014; Ribas et al., 2015)。Bayo et al. (2011, 2012) は多波長観測により星形成領域ラムダオリオン内の円盤保有率を見積もった。0.1 – 1.7  $M_\odot$  の範囲で中心星質量が大きくなると円盤保有率が小さくなることを明らかにした。ここから中心星質量が大きくなると円盤寿命が短くなることが示唆された。Ribas et al. (2015) は赤外線観測によって 11 個の星形成領域に関して中心星質量、年齢に分けて円盤保有率を計算した。その結果、図 2.13 に示すように  $M_* > 2 M_\odot$  の星周りは  $M_* < 2 M_\odot$  の星周りより円盤保有率が低く、円盤寿命が短くなることを示した。その一方で Ansdell et al. (2016); Pascucci et al. (2016); Ansdell et al. (2017) は低質量星周りの円盤ほど早くダスト質量が減少することを明らかにした。以上の観測結果から円盤ガス進化、ダスト進化は中心星質量に依存することが示唆されている。

円盤保有率は金属量にも依存性を持つことが示唆されている。低金属量・低質量星周りの円盤は寿命が短いことが観測的に明らかにされた (Yasui et al., 2010, 2014)。光蒸発過程の金属量依存性が寄与していることが光蒸発シミュレーションから示唆されている (Nakatani et al., 2018b)。その一方で低金属量・中質量星周りでは円盤寿命が太陽金属量・中質量星周りの円盤と変わらないことが観測的に分かっている (Yasui, 2021)。

その他にも近傍大質量星が作る放射場によって円盤寿命が短くなることが示唆されている。大質量星を含む星形成領域での観測から、大質量星からの高エネルギー放射によって円盤がより早く質量を損失することが原因として提案されている (Boyden and Eisner, 2020)。Ansdell et al. (2017) では CO の化学進化も同時に減ると示唆している。

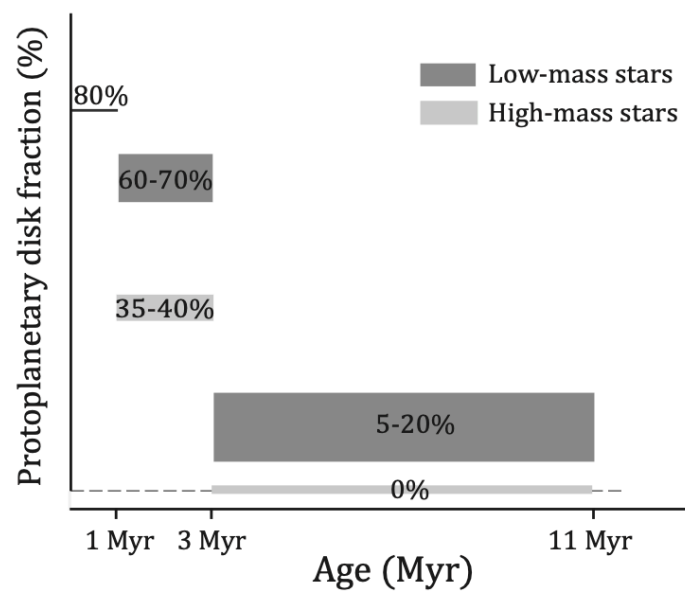


図 2.13: 11 個の星形成領域について系の年齢、中心星質量ごとに分けて計算した円盤保有率を示す。図は Ribas et al. (2015) から引用した。中心星質量が  $M_* < 2 M_\odot$  の星周りは薄い灰色、 $M_* > 2 M_\odot$  の場合には濃い灰色で示す。 $M_* > 2 M_\odot$  の星周りの円盤保有率は  $M_* < 2 M_\odot$  周りより小さかった。ここから、 $M_* > 2 M_\odot$  の星周りの円盤は寿命が短いことが示唆される。

### 2.2.3 円盤ダスト進化

円盤内部ではガスと同様にダストも様々な過程を通して進化している。以下にダストに関する主な物理過程を示す。

- 動径移動：

円盤中のガスは次の式で示すようにガス圧の効果でケプラー回転より遅く回転している。ガスの角速度を  $\Omega_{\text{gas}}$ 、ケプラー運動の角速度を  $\Omega_{\text{K}}$  とし、ガス圧による角速度の変化  $\Omega_{\phi}$  を次のように定義する。

$$\begin{aligned}\Omega_{\text{gas}}^2 &= \Omega_{\text{K}}^2 + \Omega_{\phi}^2 \\ \therefore \Omega_{\text{gas}} &\approx \Omega_{\text{K}} + \frac{1}{2} \frac{\Omega_{\phi}^2}{\Omega_{\text{K}}}\end{aligned}$$

ここで、圧力を  $P$ 、中心星からの距離を  $r$  とおくと、ガス圧による角速度の変化は次のように書くことができる。

$$\begin{aligned}\Omega_{\text{gas}}^2 &= \Omega_{\text{K}}^2 + \frac{1}{\rho r} \frac{\partial P}{\partial r} \\ &= \Omega_{\text{K}}^2 + \frac{c_s^2}{P r} \frac{\partial P}{\partial r}\end{aligned}$$

以上から、ガス圧による  $\phi$  方向の速度のケプラー速度からのずれ  $v_{\text{gas},\phi}$  は以下のようになる。

$$\begin{aligned}v_{\text{gas},\phi} &= r \frac{1}{2} \frac{\Omega_{\phi}^2}{\Omega_{\text{K}}} \\ &= \frac{1}{2} \frac{c_s^2}{\Omega_{\text{K}}} \frac{r}{P} \frac{\partial P}{\partial r} \\ &= \frac{1}{2} \frac{c_s^2}{\Omega_{\text{K}}} \frac{\partial \ln P}{\partial \ln r} \approx -3.0 \times 10^3 \text{ cm s}^{-1}\end{aligned}$$

ここで、 $v_{\text{K}}$  はケプラー速度として、中心星から  $r = 1 \text{ au}$  の位置でのガス速度を見積もった。

その一方でダストはケプラー回転をしている。そのため実質的にダストはガスからの向かい風を受けながら回転する。ダストは角運動量を失って中心星方向に落ち込む。

ダストがガスから受ける力を  $\mathbf{F}_{\text{drag}}$ 、ダスト 1 個の質量を  $m_{\text{dust}}$ 、ガスとダストの速度を  $\mathbf{v}_{\text{gas}}$ 、 $\mathbf{v}_{\text{dust}}$  とする。 $\mathbf{F}_{\text{drag}}$  はダスト移動のタイムスケールであるダスト制動時間  $t_{\text{stop}}$  を用いて次のように表される。

$$\mathbf{F}_{\text{drag}} = -m_{\text{dust}} \frac{\mathbf{v}_{\text{dust}} - \mathbf{v}_{\text{gas}}}{t_{\text{stop}}}$$

ダスト制動時間はダストサイズ、密度に依存する。ガスの平均自由行程を  $\lambda_{\text{gas}}$  とおく。 $a \ll \lambda_{\text{gas}}$  が成立している場合、ダストに対してガスの流れは自由分子流とみなすことができ、ガスによる抵抗はエプスタイン抵抗と呼ばれる。ダスト内部密度を  $\rho_{\text{dust}}$ 、ガス密度を  $\rho_{\text{gas}}$  とおくと、制動時間は次のように与えられる。

$$t_{\text{stop}} = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{a \rho_{\text{dust}}}{c_s \rho_{\text{gas}}}$$

$a \gg \lambda_{\text{gas}}$  が成立している場合、ガスの流れは粘性流とみなすことができ、ガスによる抵抗はストークス抵抗と呼ばれる。このとき、制動時間は次のように与えられる。

$$t_{\text{stop}} = \frac{4}{9} \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{a^2 \rho_{\text{dust}}}{c_s \rho_{\text{gas}} \lambda_{\text{gas}}}$$

ここで、ストークス数  $St$  を  $St = \Omega_K t_{\text{stop}}$  と定義する。 $St$  は中心星からの距離、ダストサイズ、密度に依存する。中心星質量  $M_* = 1 M_\odot$  の星から  $r = 1 \text{ au}$  の位置で、ダストサイズに対して  $St$  は以下のような値をとる。

$$St \approx 2.2 \times 10^{-5} \left( \frac{M_*}{1 M_\odot} \right)^{1/2} \left( \frac{r}{1 \text{ au}} \right)^{-3/2} \left( \frac{a}{0.1 \mu\text{m}} \right) \left( \frac{\rho_{\text{dust}}}{2.25 \text{ g cm}^{-3}} \right) \left( \frac{T_{\text{gas}}}{100 \text{ K}} \right)^{-1/2} \left( \frac{n_{\text{H}}}{10^{12} \text{ cm}^{-3}} \right)$$

中心星に近づくほど、中心星質量が大きいほど、ダストサイズが大きいほど、 $St$  は大きくなることが分かる。

ガス速度から、ダスト動径移動の速度を求める。ガスは  $r$  方向に速度を持たないと仮定する。ガス速度  $\mathbf{v}_{\text{gas}}$  とダスト速度  $\mathbf{v}_{\text{dust}}$  の  $(r, \phi)$  成分を次のようにおく。

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_{\text{gas}} &= (0, v_{\text{K}} + v_{\text{gas},\phi}) \\ \mathbf{v}_{\text{dust}} &= (v_{\text{dust},r}, v_{\text{K}} + v_{\text{dust},\phi}) \end{aligned}$$

ケプラー回転している座標系で考えると、 $r$  方向に関するダストの運動方程式は以下のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{dv_{\text{dust},r}}{dt} &= -\frac{v_{\text{dust},r}}{t_{\text{stop}}} + 2\Omega_{\text{K}} v_{\text{dust},\phi} - \frac{GM_*}{r^2} + r\Omega_{\text{K}}^2 \\ &= -\frac{v_{\text{dust},r}}{t_{\text{stop}}} + 2\Omega_{\text{K}} v_{\text{dust},\phi} \end{aligned}$$

第1項がガス抵抗、第2項がコリオリ力、第3項が中心星からの重力、第4項が遠心力を表している。次に、角運動量保存から次の式が成立している。

$$\begin{aligned} \frac{d(r(v_{\text{K}} + v_{\text{dust},\phi}))}{dt} &= -r \frac{v_{\text{dust},\phi} - v_{\text{gas},\phi}}{t_{\text{stop}}} \\ \therefore \frac{d(rv_{\text{dust},\phi})}{dt} &= -\frac{d(rv_{\text{K}})}{dt} - r \frac{v_{\text{dust},\phi} - v_{\text{gas},\phi}}{t_{\text{stop}}} \end{aligned}$$

ここで、ダスト速度の時間変化は十分に小さく、 $\frac{dv_{\text{dust},r}}{dt} \approx 0$ 、 $\frac{d(rv_{\text{dust},\phi})}{dt} \approx 0$  が成立しているとする。これらの式を解くと、 $v_{\text{dust},r}$  と  $v_{\text{dust},\phi}$  は次のように得られる。

$$\begin{aligned} v_{\text{dust},r} &= \frac{2\Omega_{\text{K}} t_{\text{stop}}}{\Omega_{\text{K}}^2 t_{\text{stop}}^2 + 1} v_{\text{gas},\phi} = \frac{2St}{St^2 + 1} v_{\text{gas},\phi} \\ v_{\text{dust},\phi} &= \frac{1}{\Omega_{\text{K}}^2 t_{\text{stop}}^2 + 1} v_{\text{gas},\phi} = \frac{1}{St^2 + 1} v_{\text{gas},\phi} \end{aligned}$$

ダスト内部の密度を  $\rho_{\text{dust}} = 2.25 \text{ g cm}^{-3}$ 、ガスの数密度を  $n_{\text{H}} = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 、ガス温度を  $T_{\text{gas}} = 100 \text{ K}$  とした場合のダストのケプラー回転速度からのずれを図 2.14 に示す。 $St = 1$  でダストの動径移動速度は最大値  $v_{\text{dust},r} = v_{\text{gas},\phi}$  をとる。この場合、ダスト動径移動のタイムスケール  $t_{\text{drift}}$  は次のように見積もることができる。ダストが中心星に落ち込まずに成長するためには、 $t_{\text{drift}}$  より短いタイムスケールで合体成長しなければならない。

$$t_{\text{drift}} = \frac{|r|}{|v_{\text{dust},r}|} \approx 160 \left( \frac{r}{1 \text{ au}} \right) \text{ yr}$$

$St \rightarrow 0$  の場合には、ダスト速度は以下のようになる。ダストは動径移動せず、ガスと同じ運動をする。小さいダストはガスと同様の運動をすることが分かる。

$$v_{\text{dust},r} \rightarrow 0 \quad v_{\text{dust},\phi} \rightarrow v_{\text{gas},\phi}$$

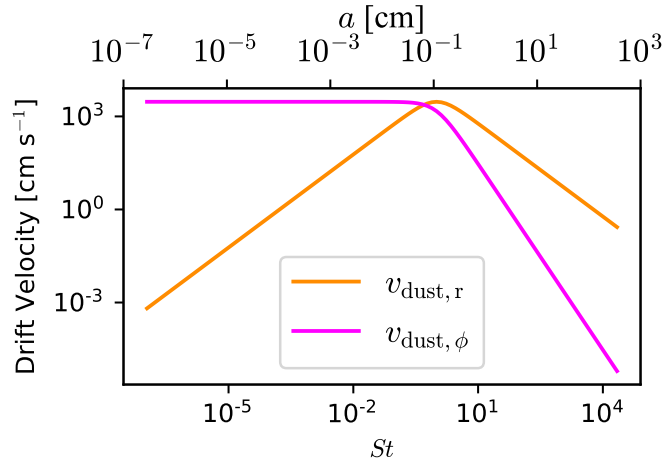


図 2.14: ダストサイズ  $a$ 、ストークス数  $St$ 、ダスト速度のケプラー回転速度からのずれの関係を示す。下の軸はストークス数  $St$ 、上の軸はダストサイズ  $a$  に対応している。ダストの  $r$  方向の速度  $v_{\text{dust},r}$  をオレンジ線、 $\phi$  方向のケプラー速度からのずれ  $v_{\text{dust},\phi}$  をピンク線で表す。 $St = 1$  の時に、動径方向移動が最大になる。

$St \rightarrow \infty$  の場合には、ダスト速度は以下のようなになる。ダストは動径移動せず、ほぼケプラー回転する。

$$v_{\text{dust},r} \rightarrow 0 \quad v_{\text{dust},\phi} \rightarrow 0$$

ダストの動径移動速度のタイムスケールが短く、微惑星形成を整合的に説明できないことから、ダストの中心星落下問題と呼ばれる。この問題の解決策として、ふわふわダストモデルが挙げられる (Kataoka et al., 2013)。ここまで、ダスト内部密度が変わらずにダストサイズ成長に伴って  $St$  が大きくなる場合を考えてきた。ダストが常に球体のまま成長する代わりに、ふわふわとダスト内部密度が下がりながら結合することで、 $St$  が大きくならずにダストサイズが大きくなるという説である。この場合、ダストは中心星に落下せずに微惑星サイズまで成長できることが示唆されている。

de Gregorio-Monsalvo et al. (2013); Ansdell et al. (2018) は観測からダスト円盤はガス円盤より小さい半径を持つことを明らかにし、ダストの動径移動によると示唆した。

- 沈殿：

円盤中のダストは中心星からの重力を受ける。ダストは円盤赤道面だけでなく  $z$  方向に分布を持つ。そのため、以下に示すように中心星からの重力は円盤垂直方向の成分を持つ。ダスト 1 個の質量を  $m_{\text{dust}}$ 、中心星質量を  $M_*$  とすると、ダストに働く  $z$  方向の力は次のように書くことができる。

$$\begin{aligned} F_z &= -\frac{GM_* m_{\text{dust}} z}{(r^2 + z^2)^{3/2}} \\ &\simeq -m_{\text{dust}} \Omega_K^2 z \end{aligned}$$

円盤は幾何学的に薄く、 $z \ll r$  が成立しているとした。

ガスによってダストにかかる力と沈殿を考慮すると、 $z$  方向のダストの運動方程式は次のように書くことができる。 $v_{\text{dust},z}$  をダストが持つ  $z$  方向の速度とする。

$$\frac{dv_{\text{dust},z}}{dt} = -\Omega_K^2 z - \frac{v_{\text{dust},z}}{t_{\text{stop}}}$$

ダストの終端速度は  $dv_{\text{dust},z}/dt = 0$  とすると求めることができ、

$$v_{\text{dust},z} = -\Omega_K^2 t_{\text{stop}} z$$

となる。ダストが  $z$  方向に移動し、赤道面に落ち着く時間のタイムスケール  $t_{\text{settle}}$  は次のように見積もることができる。

$$t_{\text{settle}} = \frac{|z|}{|v_{\text{dust},z}|} = \frac{1}{\Omega_K^2 t_{\text{stop}}}$$

ダストサイズが  $a \sim 0.1 \mu\text{m}$  の場合には中心星から  $r = 1 \text{ au}$  の位置で  $t_{\text{settle}} \sim 7.2 \times 10^3 \text{ yr}$  となる。

Dullemond and Dominik (2004); Dullemond et al. (2007b) は沈殿と巻き上げを考慮に入れて 1 次元ダスト進化シミュレーションを遂行し、大きいダストほど円盤面に沈殿していくことで SED が変わることを示唆した。実際に観測した SED から沈殿が起きていることも確かめられた (D'Alessio et al., 1999; de Gregorio-Monsalvo et al., 2013; Grant et al., 2018)

- 光蒸発：

光蒸発するガス流とともに小さいダストが円盤から流出すること。Hutchison et al. (2016) は流体シミュレーションを行い、 $0.3 \mu\text{m}$  以下のサイズのダストはガスとともに流出することを示した。小さいダストほど蒸発流に近い速度で流出することを明らかにした。Franz et al. (2021) は同様に流体シミュレーションを行い、その結果から蒸発流中ダストの模擬観測を行った。その結果から蒸発流中のダストからの放射強度は円盤中ダストの放射強度より  $\sim 10^{-4}$  小さく、現在の観測機器での観測は難しいとの示唆を得られた。

- 合体成長：

小さいダストが合体することで大きいダストが形成される。ダスト合体成長により円盤垂直方向のダスト分布や最大ダストサイズが変わり、SED 中で見られる波長変化として観測される (D'Alessio et al., 2001)。

- 巻き上げ：

円盤中のガス乱流に小さいダストが巻き込まれて一緒に運動する (Voelk et al., 1980)。

以上に挙げる過程を通して円盤進化とともにダストのサイズ分布、動径方向分布、垂直方向分布は変化していくと考えられる。上に挙げた効果を考慮し、円盤進化に伴うダスト進化シミュレーションが行われてきた (Greenwood et al., 2019; Sellek et al., 2020)。動径移動の影響によってダスト質量がガス質量より早く減少することが示唆されている。

このような円盤ダスト進化はガスの化学進化に影響を及ぼすことが観測的に示されている (Öberg et al., 2015)。円盤ガスの消失過程を考える上でダスト進化も同時に考慮する必要がある。

## 2.2.4 惑星形成

惑星は原始惑星系円盤内部で円盤物質をもとに形成される。円盤寿命は惑星形成の時間制限となる。円盤の赤道面に沈殿したダストが集まり微惑星を形成する。微惑星から惑星が形成される。惑星は円盤ガスと



の相互作用によって角運動量を失い中心星に落下する。よって、惑星形成を考える上で円盤進化をとともに考える必要がある。

Fulton et al. (2017) ではこれまで観測された系外惑星をその性質ごとに分けた。系外惑星は軌道長半径、質量に対して様々な性質を持っていることが明らかになった。惑星系の多様性は様々な円盤進化から生じると考えられる。そのため、多種多様な円盤進化の物理過程を解明することは現在観測されている惑星の多様性を説明する上で不可欠である。

円盤赤道面に集まったダスト成分から  $\sim$  km サイズの微惑星が形成される。微惑星は衝突による合体成長を繰り返す。微惑星の成長は暴走成長と寡占的成長の2つの段階に分けられる。暴走成長では、微惑星同士が重力によって衝突、合体をする。質量の大きい微惑星ほど強い重力でより合体が早く進み、原始惑星となる。この過程を寡占的成長と呼ぶ。原始惑星の質量が大きくなると、原始惑星近傍の微惑星は原始惑星による重力散乱を強く受けるようになり、原始惑星に近づく際の相対速度が大きくなる。原始惑星が重力によって遠方の微惑星を引き寄せる効果は原始惑星の質量が大きいほど、また微惑星と原始惑星の相対速度が小さいほど大きい。円盤内で原始惑星が複数形成される。

これまでクラス2段階で惑星形成が行われると考えられていた。ALMA 望遠鏡での観測からクラス0段階からクラス1段階にかけて円盤半径が減少していることを明らかにした (Tobin et al., 2020)。これはクラス0段階で惑星形成が行われ、形成された惑星との相互作用によって円盤が角運動量を失い半径が小さくなったと考えられている。Tychoniec et al. (2020) では各段階の円盤ダスト質量を見積もり、観測された系外惑星の質量との比較を行った。その結果、現在観測されている系外惑星が形成されるためにはクラス1段階より前に惑星形成が始まっている必要があることが分かった。以上のように円盤進化と同時に惑星形成が進んでいることが観測的に示唆されている。

形成された惑星は円盤との相互作用によって動径方向に移動する。惑星と円盤の力学的相互作用により、円盤では密度波が形成される。惑星は密度波からトルクを受けて中心星方向に移動する (Tanaka et al., 2002)。これをタイプ1惑星移動という。

図 1.1 に示すように、現在までの 4000 個以上の系外惑星が観測されてきた。主な観測手法として、視線速度法、トランジット法が挙げられる。これらの観測手法を簡潔にまとめる。

- 視線速度法

惑星が星周りを公転するとき、星も惑星の重力の影響を受けてわずかに動く。星の動きによって星からの放射がドップラー効果の影響を受ける。分光観測によって周波数のずれを観測することで系外惑星を検出する。星からの放射は星の圧力、温度や星の自転による影響を受ける (Gray, 2005)。特に星の自転は吸収線の幅を大幅に広げる。よって、自転の遅い低質量星周りに適した検出法である。

- トランジット法

惑星が公転する際に、軌道面によっては観測者から見て星の手前を通過する場合がある。星からの放射は惑星によって遮られたように見える。このときの見かけの星の光度変化から系外惑星を検出する。軌道長半径が大きいほど、観測者から見て星の手前を横切る軌道面の傾きの幅が狭くなるので、星近くの惑星に適した検出法である。

近年では観測機器の改良に伴う観測精度向上により、すばる望遠鏡などで惑星の直接撮像が行われるようになった (Carson et al., 2013)。

これらの惑星について統計的な解析が行われ、様々な性質を持つことが明らかになっている (Zhu and Dong, 2021)。Fulton et al. (2017); Zhang et al. (2018) は、惑星は質量、中心星からの距離などにおいて

多様性を持つことを明らかにした。Mulders et al. (2015) はケプラー宇宙望遠鏡で観測された M、K、G、F 型星について地球サイズの系外惑星の軌道長半径や惑星形成率を統計的に求めた。惑星形成率は中心星質量に依存し、低質量星周りに多くの惑星が発見されることを明らかにした。特に M 型星周りでは G 型星周りに比べて惑星形成率がおよそ 2 倍になることを明らかにした。円盤内での惑星形成は円盤のリングやギャップ形成に寄与していると考えられている。実際に van der Marel and Mulders (2021) では、ALMA 望遠鏡での原始惑星系円盤観測から、円盤がギャップをもつ割合は中心星質量に依存していることを明らかにした。一方で、Johnson et al. (2010) は巨大ガス惑星がどのような環境で形成されるか観測からまとめた。Fe と H のアバundance比  $[Fe/H]$  を金属量であるとする、金属量の増加とともに巨大ガス惑星の形成率が高くなることを明らかにした。また、M 型星から A 型星にかけて、中心星質量の増加とともに巨大ガス惑星形成率は高くなっていた。これらの観測結果から、円盤内で形成される惑星の性質は星・円盤系の環境に依存することが分かる。現在明らかになっている惑星の多様性は、惑星が形成された原始惑星系円盤の中心星質量、金属量など系の性質や円盤寿命によって生じると考えられる。

## 2.3 円盤消失過程

円盤消失過程として降着、磁気円盤風、光蒸発が挙げられる。それぞれの効果が合わさり円盤消失に寄与している (e.g., Clarke et al., 2001; Alexander et al., 2006b; Owen et al., 2010; Wang et al., 2019; Gressel et al., 2020)。以下でそれぞれの過程について解説する。

### 2.3.1 降着

粘性円盤は角運動量輸送によって中心星に降着する (Shakura and Sunyaev, 1973; Lynden-Bell and Pringle, 1974)。円盤の粘性は無次元量  $\alpha$  で表される (Shakura and Sunyaev, 1973)。

$$\nu = \alpha c_s H$$

Armitage (2010) では粘性円盤の時間進化を計算し、時間とともに角運動量輸送によって円盤半径が広がることを示した。粘性による軸対称な円盤の面密度進化方程式は以下のようなになる。

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[ R^{\frac{1}{2}} \frac{\partial}{\partial R} (R^{\frac{1}{2}} \nu \Sigma) \right]$$

3.1 節ではこの方程式を流体の式から導出する。

降着による質量損失率は星周りの観測から導くことができる。降着によって解放されたポテンシャルエネルギーのうち一部は高エネルギー放射として放出される。高エネルギー放射に変換される割合を  $\epsilon$  とおくと、降着による放射の光度は次のように書くことができる。

$$L_{\text{acc}} \sim \epsilon \frac{GM_* \dot{M}_{\text{acc}}}{R} \quad (2.5)$$

この他にも、 $H\alpha$  の等価幅から見積もることができる (Fedele et al., 2010; Mathews et al., 2012)。観測から  $\alpha$  は系によって異なり  $10^{-2}$ - $10^{-4}$  と見積もられている (Ansdell et al., 2018)。

降着による質量損失率の時間進化を表示すると図 2.15 となる。粘性降着モデルの計算からは  $\sim 10$  Myr で降着が終わると考えられている。Fedele et al. (2010) は年齢 1-30 Myr の円盤について  $H\alpha$  の等価幅から降着率を見積もった。その結果、ガス降着のタイムスケールは 2-3 Myr と見積もられた。光蒸発などの円盤散逸過程や惑星形成によって実際に降着が終わるタイムスケールが短くなっていることが示唆された。

観測から中心星質量依存性は  $\dot{M} \propto M_*^2$  と得られている (Muzerolle et al., 2003; Hartmann et al., 2006)。ここから、粘性のパラメータは  $\alpha \propto M_*$  であることが分かる。

### 2.3.2 磁気円盤風

降着の他に円盤風も円盤散逸過程として有力視されている。円盤風の駆動源の一つとして、磁気回転不安定性が挙げられる Suzuki and Inutsuka (2009)。ガス円盤を磁場が貫いている場合、磁気回転不安定性 (MagnetoRotational Instability; MRI) が生じ、円盤が不安定な状態になる。磁場のエネルギーをガスの運動エネルギーとして持ち出すガス流を磁気円盤風という。

Suzuki and Inutsuka (2009) は等温を仮定し、3次元磁気流体シミュレーションを遂行した。その結果、円盤の上下から円盤風によって質量損失があることを明らかにした。円盤のそれぞれの位置での質量損失率はその位置での円盤面密度に依存すると考えられる。

磁気円盤風は円盤ガスとともに角運動量も効率的に持ち出すと考えられている。角運動量損失の効果が小さい場合には、磁気円盤風が内側円盤を散逸させ、内部に穴が空くことが示された (Suzuki et al., 2010, 2016)。磁気流体シミュレーションから中心星近くからも円盤風を駆動することができることが示されている (Bai and Stone, 2013; Armitage et al., 2013)。

磁場による粘性と、磁気円盤風による質量損失の効果から、円盤を貫く磁場を考慮した円盤面密度進化方程式は以下のように与えられる。

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[ \frac{2}{r\Omega} \left( \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \Sigma \alpha \bar{R} \phi c_s^2) \right) + r^2 \alpha_{\phi z} (\rho c_s^2)_{\text{mid}} \right] - (\rho v_z)_w$$

Kunitomo et al. (2020) は磁気円盤風、降着、光蒸発を取り入れて 1 次元円盤面密度進化シミュレーションを遂行した。低質量星周りで磁気円盤風が効果的に質量損失に寄与することを示唆した。

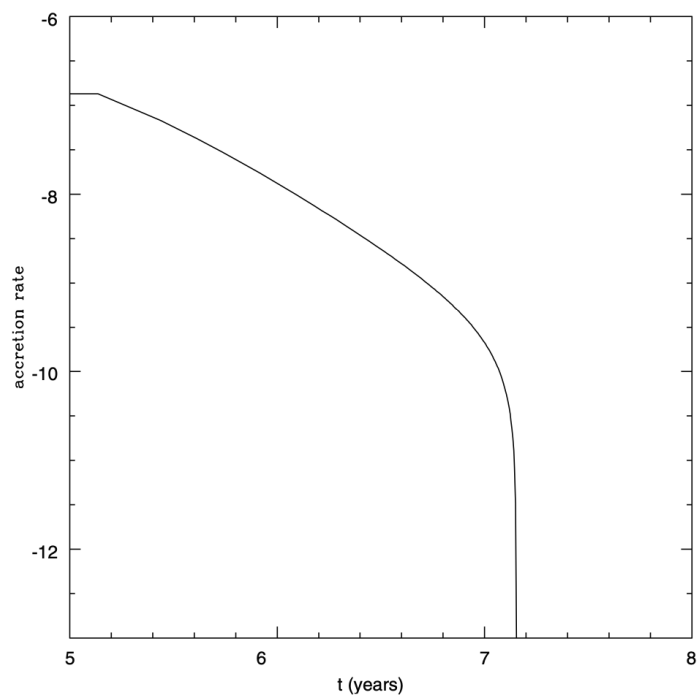


図 2.15: 降着による質量損失率の時間変化を示す。図は Clarke et al. (2001) から引用した。降着率は時間とともに減少し、 $\sim 10$  Myr のタイムスケールで小さくなる。

## 2.3.3 光蒸発

光蒸発は中心星や近傍星から放射された紫外線・X線などの高エネルギー放射によってガスが加熱され、中心星によるポテンシャルを振り切ってガスが円盤から流出する過程である。光蒸発過程の模式図を図 2.17 に示す。

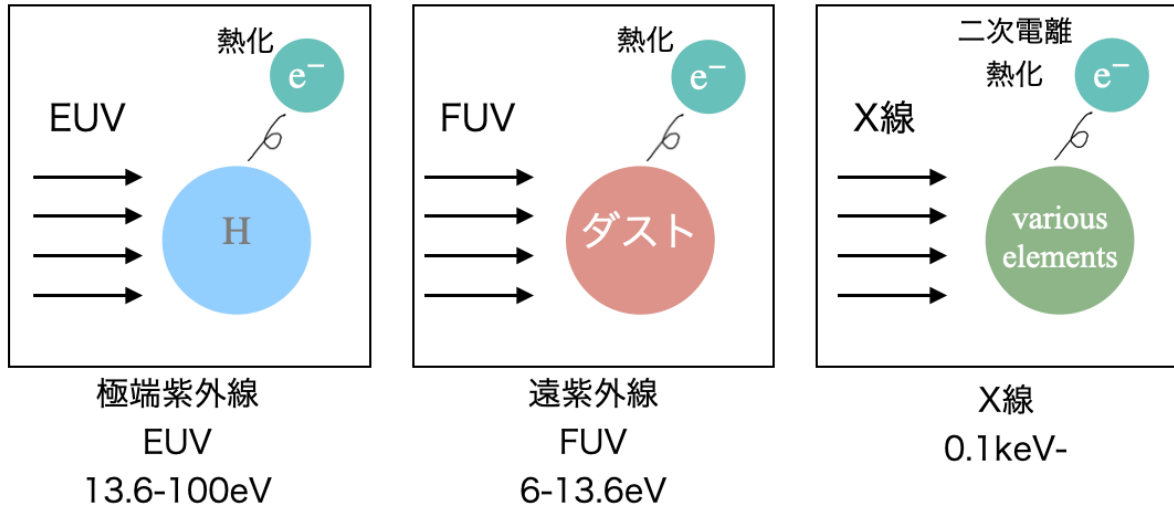


図 2.16: 中心星からの高エネルギー放射による主な加熱過程を示す。EUV は水素電離を起こす。電離によって放出された電子がガス中で熱化されることで加熱に寄与する。FUV はダスト光電加熱を起こす。放出された電子が熱化されることで周りのガスを加熱する。X線は各種元素をイオン化する。放出された電子のエネルギーは高く、周りの元素のイオン化する二次電離や熱化を通してガスを加熱する。本研究では、HI、H<sub>2</sub>を通じたガス加熱を考慮する。

放射のエネルギーによって加熱過程はそれぞれ図 2.16 のように異なる。遠紫外線 (Far Ultraviolet; FUV;  $6\text{ eV} < h\nu < 13.6\text{ eV}$ ) はダストの光電効果を起こす。放出された電子が熱化することでガスを加熱する。極端紫外線 (Extreme Ultraviolet; EUV;  $13.6\text{ eV} < h\nu < 0.1\text{ keV}$ ) は水素原子をイオン化する。イオン化によって放出された電子が熱化することでガスを加熱する。X線 ( $0.1\text{ keV} < h\nu < 10\text{ keV}$ ) は各種元素をイオン化する。放出された電子が二次電離を起こし、熱化することでガス加熱に寄与する。加熱されたガスが十分な運動エネルギーを持つと、中心星からの重力ポテンシャルを振り切って円盤から上空に流出する。

中心星近傍では中心星による加熱が効率的にガスを加熱するが、中心星からの重力も大きい。中心星近くで光蒸発が起きるのかという基準として重力半径が定義される。重力半径は中心星質量  $M_*$  とガス音速  $c_s$  を用いて式 2.6 のように表される。

$$r_g = \frac{GM_*}{c_s^2} \simeq 8.87\text{ au} \left( \frac{M_*}{1 M_\odot} \right) \left( \frac{c_s}{10\text{ km s}^{-1}} \right)^{-2} \quad (2.6)$$

重力半径はガスの運動エネルギーと中心星からのポテンシャルが等しくなる場所である。Liffman (2003) では断熱的に重力半径を再度計算した。これを臨界半径  $r_{\text{crit}}$  と呼ぶ。

$$r_{\text{crit}} = \frac{GM_*}{c_s^2} \simeq 8.87\text{ au} \left( \frac{M_*}{1 M_\odot} \right) \left( \frac{c_s}{10\text{ km s}^{-1}} \right)^{-2} \simeq 0.14 r_g \quad (2.7)$$

これは従来の重力半径より内側から光蒸発が起きることを示した。

Font et al. (2004) は流体計算のみを取り入れた光蒸発シミュレーションを遂行した。0.4 au から蒸発流が出ていることから、円盤内側からの質量損失を考慮に入れるために円盤近傍を計算領域に含めた流体計算が必要であることが分かった。本研究では式 2.6 で定義した  $r_g$  を距離の単位として用いる。

光蒸発によって流出したガスは未だ直接観測されたことはないが、スペクトル線の観測予測が行われてきた (Haworth and Owen, 2020)。Franz et al. (2021) はガス流に巻き込まれて流出するダストからの熱放射に着目し、観測予測を行った。

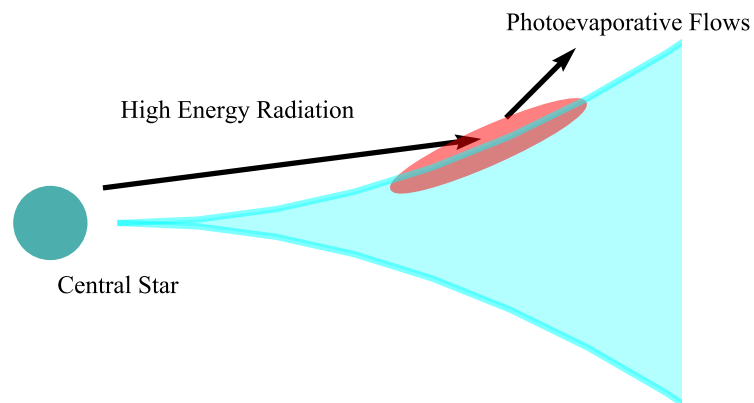


図 2.17: 光蒸発の模式図を示す。中心星から放射された高エネルギー放射は図 2.16 に示した加熱過程を通して円盤表面のガスを加熱する。加熱され、中心星からのポテンシャルエネルギーを上回る運動エネルギーを持つようになったガスは光蒸発流となって円盤上空に流出する。

### 2.3.4 円盤消失モデル

年齢  $\sim 1$  Myr の星の多くは円盤を持っているのに対して、年齢  $\sim 10$  Myr の星周りには円盤が観測されない。この観測結果から  $1\text{--}10$  Myr の間に円盤散逸が起きると考えられるが、これら2つの観測事実を整合的に説明する円盤散逸機構は提唱されず、2つのタイムスケール問題と呼ばれてきた。Clarke et al. (2001) は降着と光蒸発の効果を合わせて、円盤消失モデルを構築することでこの問題を解決した。円盤形成から  $\sim 1$  Myr の間は主に降着によって質量を失う。降着率は時間とともに減少し、光蒸発率と同じ  $10^{-10}\text{--}10^{-9} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$  となる。降着は中心星近くで効果的な一方、光蒸発は円盤外側のガスを効率的に流出させる。よって、 $\sim 1$  Myr で中心星から数 au の位置にギャップ構造ができる。ギャップの内側は降着によって、 $\sim 10^5$  yr のタイムスケールで中心星に落ち込み、内側円盤は消失すると考えられる。ギャップの外側では光蒸発により数 Myr かけて散逸すると考えられていた。しかし、観測的に得られた SED から円盤はどの部分も同時になくなることが示唆されていて、整合的ではなかった (Andrews and Williams, 2005)。Alexander et al. (2006a,b) は外側だけ残された円盤に関して光蒸発シミュレーションを遂行し、新しい円盤消失モデルを構築した。Clarke et al. (2001) による円盤消失モデルでは、円盤表面に光が当たって蒸発する場合の光蒸発率を用いて円盤寿命を見積もった。ギャップ内側の円盤が散逸した後の円盤では内側から直接中心星からの光が照射し、光蒸発流を駆動すると考えられる。そこで、ギャップが形成された後は中心星放射が当たることによる質量損失率を用いて円盤寿命を計算すると、ギャップ形成から  $\sim 10^5$  yr のタイムスケールで外側円盤が散逸することを示し、円盤寿命は観測結果と整合的になった。

Kunitomo et al. (2021) は星の光度進化を計算し、降着、光蒸発と同時に考慮した1次元面密度進化シミュレーションを遂行した。光蒸発で円盤面密度が進化する様子を EUV/FUV/X 線による効果に分けて以下のように取り入れた。

$$\dot{\Sigma}_{\text{PE}} = \dot{\Sigma}_{\text{EUV}} + \dot{\Sigma}_{\text{FUV}} + \dot{\Sigma}_{\text{X-ray}}$$

EUV/FUV/X 線による光蒸発率にはそれぞれ別のシミュレーション結果を用いた。EUV による円盤面密度損失率は Alexander and Armitage (2007)、FUV については Wang and Goodman (2017)、X 線については Picogna et al. (2019) から値を代入した。円盤寿命が中心星質量とともに減少し、この傾向は検測と整合的であった。中心星質量が  $M_{*} = 3 M_{\odot}$  の場合には、 $\sim 1$  Myr でダイナモ機構が止まり、磁気活動が弱まるため X 線光度も低くなる。星進化とともに温度が上がり、それと同時に FUV 光度が高くなる。高エネルギー放射の変化によって光蒸発率も同時に変わり、円盤寿命に重要であることが明らかになった。中質量星周りでは円盤進化とともに星進化を同時に解くことでより現実的な円盤寿命を見積もれることが示唆された。

観測的に  $\alpha \lesssim 10^{-3}$  であるような弱乱流円盤が見つかっている。降着と光蒸発を考慮した1次元円盤面密度進化シミュレーションから、粘性パラメータが  $\alpha = 10^{-3}$  の円盤寿命は  $> 10$  Myr で散逸し、観測より長く見積もられた (Gorti et al., 2009)。Kunitomo et al. (2020) では、弱乱流円盤について降着、光蒸発に磁気円盤風も加えて1次元円盤面密度進化シミュレーションを遂行した。EUV/X 線による光蒸発率を考慮に入れた。乱流の小さい円盤では磁気円盤風が効率的に円盤風を駆動して質量損失に寄与し、円盤寿命が  $\sim$  数 Myr で観測と整合的になった。

Clarke et al. (2001) では Hollenbach et al. (1994) によって輻射計算を用いて導かれた光蒸発率を用いた。そこで、本研究では中質量星周りで EUV/FUV/X 線による加熱を同時に考慮する光蒸発シミュレーションを遂行し、より現実的な系で求めた光蒸発率を円盤消失モデルに用いて円盤寿命を見積もることで、円盤進化の中心星質量依存性を解明する。

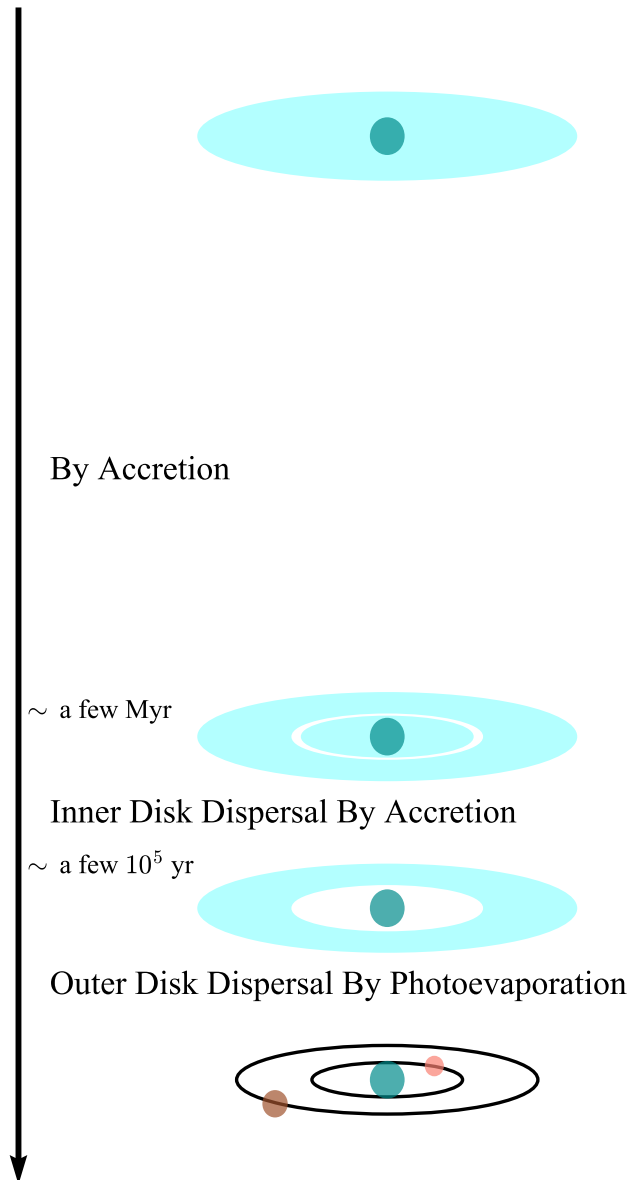


図 2.18: Clarke et al. (2001) によって提唱された UV 切り替えモデルの模式図を示す。最初の  $\sim 1$  Myr は主に降着を通して円盤は質量を失う。降着率が減少し、光蒸発率と同程度になると中心星から数 au の位置にギャップが形成される。ギャップの内側は降着によって、外側は光蒸発によって散逸すると考えられる。



### 2.3.5 これまでの光蒸発シミュレーション

これまで様々な手法を用いて光蒸発シミュレーションが行われてきた (e.g., Hollenbach et al., 1994; Richling and Yorke, 1997; Font et al., 2004; Gorti and Hollenbach, 2009; Ercolano et al., 2009; Owen et al., 2010; Tanaka et al., 2013; Wang and Goodman, 2017; Nakatani et al., 2018a,b; Picogna et al., 2019) 以下ではこれまで行われてきた光蒸発シミュレーションの手法と結果を簡潔にまとめる。

- 輻射輸送計算

Hollenbach et al. (1994) は円盤周りのガス分布を仮定し、輻射輸送によって決まるガス温度をもとに光蒸発による質量損失率を計算した。恒星風の強さによって場合分けし、密度分布が  $n \propto (r/r_g)^{-5/2}$  に従っていると仮定して光蒸発率を計算した。恒星風が弱い場合には、重力半径のすぐ外側から光蒸発が起きる。一方で、恒星風が強い場合には、恒星風によって重力半径のすぐ外側では光蒸発流が抑え込まれる。そのため、中心星からの放射がより円盤外側まで届くようになり、より質量損失率が大きくなる。恒星風が弱い場合の光蒸発率は以下のように近似される。

$$\dot{M} \approx 1.3 \times 10^{-5} \left( \frac{\Phi_{\text{EUV}}}{10^{49} \text{ s}^{-1}} \right)^{1/2} \left( \frac{M_*}{1 M_\odot} \right)^{1/2} M_\odot \text{ yr}^{-1}$$

ここで、 $\Phi$  は電離光子の光度を表す。

Tanaka et al. (2013) はダストのない大質量星周りの光蒸発過程に着目した。この場合、中心星からの強い EUV 放射によって、円盤表面まで HII 領域が広がっていると仮定した。中心星質量を  $M_* = 10 M_\odot$ 、密度分布を  $\rho \propto R^{-1.5}$  と設定して計算を行った。結果として、質量損失率は以下のように求められた。

$$\dot{M} = 5.4 \times 10^{-5} \left( \frac{\Phi_{\text{EUV}}}{10^{49} \text{ s}^{-1}} \right)^{1/2} \left( \frac{R_{\text{disk}}}{1000 \text{ au}} \right)^{1/2} M_\odot \text{ yr}^{-1}$$

光蒸発は円盤外側からの寄与が大きいと考えられている。密度分布のべきの値の違いから、Hollenbach et al. (1994) より大きい質量損失率が得られたと考えられる。

- 流体計算

Font et al. (2004) は密度分布を与えて流体計算を行った。密度分布を

$$n(r) \propto \left( \frac{2}{[(r/r_g)^{15/2} + (r/r_g)^{25/2}]} \right)^{1/5}$$

と設定して流体計算を行うことで、蒸発流の流線を求め、光蒸発率を計算した。図 2.19 に示すように、蒸発流の流線は  $r \sim 0.4r_g$  から出ていたことから、 $r_g$  の内側からも十分な質量損失の寄与があることを明らかにした。

Alexander et al. (2006a,b) は、中心星周りに穴が空いた円盤について、EUV 放射による光蒸発シミュレーションを遂行した。円盤内側の位置を  $R_{\text{in}} = 2.25 \text{ au}$  と設定して流体計算を行った。 $\sim 10^5 \text{ yr}$  で円盤が散逸することを明らかにした。これは、円盤全体が観測的に同時に散逸しているという観測事実と整合的である。

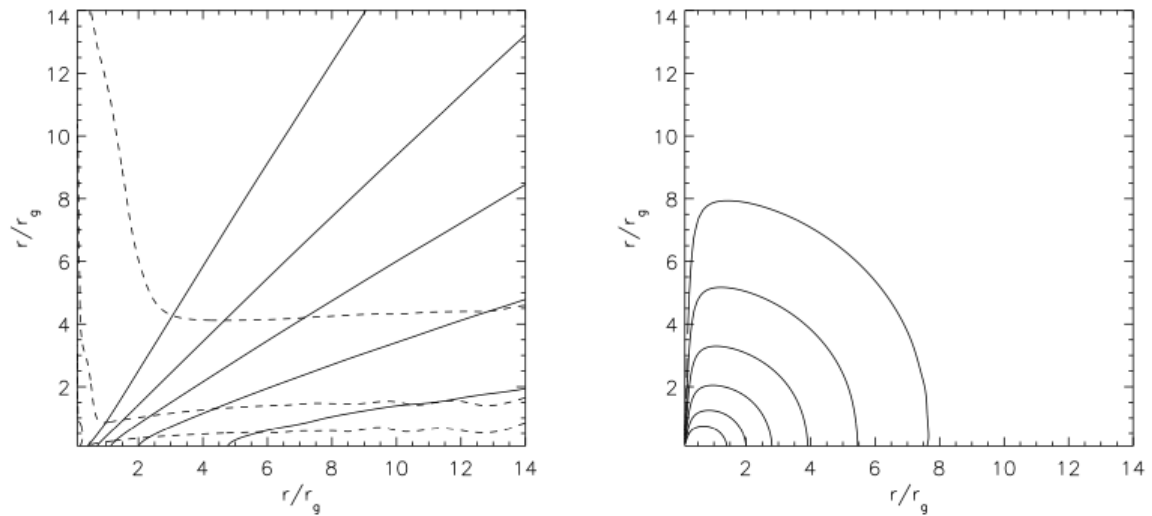


図 2.19: Font et al. (2004) による流体計算を用いた光蒸発シミュレーションの結果を示す。図は Font et al. (2004) から引用した。左図は流線（実線）と速度の等高線（点線）を示す。中心星に近い方から音速、音速の 2 倍、3 倍を示している。右図は密度の等高線を示している。光蒸発による流線は  $0.4r_g$  の位置から流出していた。中心星から離れるにつれてガス密度が低くなり、蒸発流の速度が大きくなっていった。

Owen et al. (2010) は EUV、X 線を中心星からの高エネルギー放射として考慮して流体計算を行った。中心星質量を  $M_* = 0.7 M_\odot$  としたところ、質量損失率は  $\dot{M} \sim 1.4 \times 10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1}$  と求められた。シミュレーションから得られた円盤面密度損失率を降着率と合わせて 1 次元円盤面密度進化シミュレーションを行ったところ、円盤寿命の  $\sim 78\%$  に対応する  $\sim 1 \text{ Myr}$  で  $r \sim 1 \text{ au}$  の位置にギャップができることを確認した。

Picogna et al. (2019) では、X 線光度を変えながら流体計算を行い、光蒸発率の X 線光度依存性を明らかにした。Ercolano et al. (2008, 2009) の結果から、ガス温度を X 線放射強度の関数として表すことで、中心星からの放射による加熱を簡単に取り入れた。中心星質量が  $M_* = 0.7 M_\odot$  の場合に質量損失率は  $\dot{M} \sim 2.6 \times 10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1}$  となっていた。X 線光度が大きくなるとともに質量損失率も増加した。中心星周りに穴が空いた円盤についても同様に光蒸発シミュレーションを遂行した。穴の半径を変えても質量損失率は変わらないことを明らかにした。

Picogna et al. (2021) では、低質量星について中心星質量  $M_* = 0.1 - 1 M_\odot$  をパラメータとした光蒸発シミュレーションを遂行した。中心星からの放射として EUV、X 線を考慮し、Picogna et al. (2019) と同様にガス温度を X 線放射強度によって決定する流体計算を行った。その結果、中心星質量の増加とともに質量損失率も増加していた。円盤寿命を見積もったところ、中心星質量の増加とともに減少し、Bayo et al. (2012) による観測結果と整合的であった。

- 輻射計算+非平衡化学

Gorti and Hollenbach (2009) は  $z$  方向の静水圧平衡を仮定し、中心星からの EUV、FUV、X 線放射による加熱過程を考慮して光蒸発シミュレーションを遂行した。中心星質量をパラメータとして

$M_* = 0.3\text{--}7.0 M_\odot$  に変えて計算を行った。系の年齢を  $\sim 1 \text{ Myr}$  と仮定して、EUV、FUV、X線の光度を計算した。その結果、FUVによるダスト光電加熱を通して円盤ガスが効果的に加熱され、円盤外側からの質量損失が支配的であることを明らかにした。中心星質量  $M_* = 1 M_\odot$  の場合の質量損失率は  $\dot{M} \sim 3.0 \times 10^{-9} M_\odot \text{ yr}^{-1}$  となっていた。得られた質量損失率から円盤寿命の中心星質量依存性を見積もったところ、図 2.20 のようになった。中心星質量が  $M_* < 3 M_\odot$  の場合には中心星からの重力ポテンシャルが小さく、質量損失率が大きくなった。中心星質量が  $M_* \geq 7 M_\odot$  の場合には、中心星からの放射強度が強く、光蒸発率が高くなっていた。

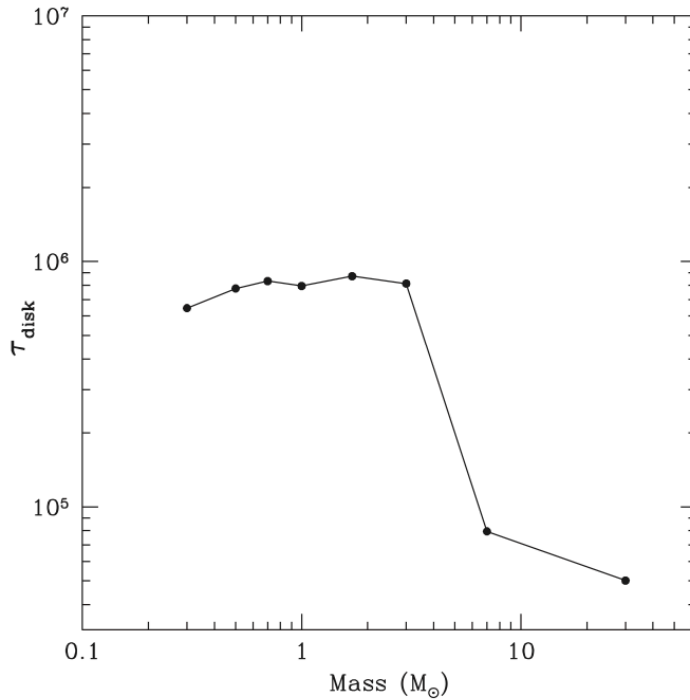


図 2.20: Gorti and Hollenbach (2009) が遂行したシミュレーション結果から見積もった円盤寿命を示す。図は Gorti and Hollenbach (2009) から引用した。シミュレーションから光蒸発のタイムスケール  $t_{\text{disk}} = \Sigma/\dot{\Sigma}$  の  $R$  方向分布を計算した。降着のタイムスケール  $t_\nu = 2r^2/3\nu$  と比較して、釣り合うタイムスケールを円盤寿命  $\tau_{\text{disk}}$  として見積もった。 $M_* > 3 M_\odot$  の星周りでは中心星からの強い放射によって光蒸発が効果的に円盤を散逸させ、円盤寿命が短くなっていた。 $M_* < 3 M_\odot$  の星周りでは中心星からのポテンシャルが小さく、円盤寿命は長くならなかった。

Ercolano et al. (2009) は EUV、X線を中心星からの高エネルギー放射として考慮し、光蒸発率を見積もった。中心星質量は  $M_* = 0.7 M_\odot$  と設定し、 $z$  方向に静水圧平衡を仮定して計算した。このとき、質量損失率は  $\dot{M} \sim 4.5 \times 10^{-9} M_\odot \text{ yr}^{-1}$  と得られた。X線スペクトルの形を変えて光蒸発率を計算し比較することで、円盤加熱に有効なのは  $E < 1 \text{ keV}$  のX線であることを明らかにした。 $r$  方向の密度分布を固定した場合には静水圧平衡を仮定した場合より質量損失率が  $\sim 4.9$  倍大きくなった。これは、 $z$  方向に広がった円盤ガスが中心星からの光を遮る効果となっていたためと考えられる。以上から、光蒸発シミュレーションにおいて輻射輸送と流体の方程式を整合的に解く必要があるとの示唆を得られた。

Ercolano et al. (2021) では最新の観測結果をもとに Ercolano et al. (2009) から X 線モデルスペクトルをアップデートして光蒸発シミュレーションを行った。Ercolano et al. (2009) より低エネルギー側の X 線光度が大きいスペクトルを用いた。Ercolano et al. (2009) より質量損失率が大きくなり、 $E < 1 \text{ keV}$  の X 線がガス加熱に効果的であるという結果を再確認した。

- 輻射流体計算

Richling and Yorke (1997) は 2 次元輻射流体計算を用いて光蒸発シミュレーションを遂行した。Hollenbach et al. (1994) と同様に、恒星風の強さで場合分けしてそれぞれの場合において光蒸発の役割を確かめた。恒星風が強い場合には密度が小さくなり、光蒸発率は小さくなっていた。質量損失率が円盤半径に依存することも示した。

- 非平衡化学を考慮した輻射流体計算

Wang and Goodman (2017) は非平衡熱力学を考慮しながら簡略化した輻射輸送を解く流体計算を行い、光蒸発シミュレーションを遂行した。EUV、FUV、LW 光子、X 線についてそれぞれのエネルギーが  $E = 25 \text{ eV}$ 、 $E = 7 \text{ eV}$ 、 $E = 12 \text{ eV}$ 、 $E = 1 \text{ keV}$  と仮定して輻射輸送を解いた。中心星質量を  $M_* = 1 M_\odot$ 、円盤半径を  $R_{\text{disk}} = 100 \text{ au}$  とすると、質量損失率は  $\dot{M} \sim 2.5 \times 10^{-9} M_\odot \text{ yr}^{-1}$  と求められた。エネルギーの高い EUV 放射が円盤表面まで届き、効果的に円盤ガスを加熱することで光蒸発流を駆動していた。

Nakatani et al. (2018a,b) は初めて流体・輻射輸送・非平衡熱力学を同時に解くシミュレーションを遂行し、FUV によるダスト光電加熱が円盤ガスの主な加熱源となることを示した。金属量が少なくなった場合にはダスト量が少なくなるため、ダスト光電加熱が効果的でなくなり、光蒸発率が 1 桁小さくなることを明らかにした。EUV/FUV/X 線それぞれを考慮したシミュレーションにより、光蒸発における光エネルギー放射の役割を明らかにした。X 線は各元素を電離することで、電離度を大きくし、FUV によるダスト光電加熱に寄与することを明らかにした。

以上に示したように様々な手法を用いて光蒸発シミュレーションが遂行されてきた。円盤や円盤上空のガスは中心星から放射された高エネルギー光子の吸収にとって重要であることが示唆されるため、より現実的な光蒸発過程を再現するためには輻射流体計算を行う必要がある。本研究では Nakatani et al. (2018a,b) に従い、中心星質量をパラメータとして流体・輻射輸送・非平衡熱力学を同時に解くシミュレーションを遂行する。また、中心星からの放射として EUV、FUV、X 線を考慮することで、各中心星質量を持つ系についてどの加熱過程が効果的であるか明らかにする。得られた質量損失率を円盤消失モデルに用いることで、円盤寿命の中心星質量依存性の原因を解明する。また、ダスト/ガス質量比をパラメータとして小さくした場合に関して、光蒸発シミュレーションを行うことで円盤進化に伴う光蒸発の変化を明らかにする。

## 第3章 手法：輻射流体計算

### 3.1 流体計算

本研究では円盤ガスを流体として扱い、流体方程式を解くことで円盤の光蒸発過程を再現する。

#### 3.1.1 基本方程式

連続の式を導出する。ある閉曲面に囲まれた流体に注目する。囲まれた部分の質量は、次のようになる。

$$M = \int \rho dV$$

このとき、この閉曲面内の質量変化は次のようになる。

$$\dot{M} = \int \frac{\partial \rho}{\partial t} dV$$

閉曲面を通過して出入りする流体の量からも質量損失を計算することができ、次のようになる。

$$\begin{aligned} \dot{M} &= - \int \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dS \\ &= - \int \nabla \cdot \rho \mathbf{v} dV \end{aligned}$$

どのような閉曲面をとっても質量損失率は等しくなるはずなので、以下の関係式が成立する。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v})$$

これが流体における連続の式である。

次に、オイラー方程式を導出する。流体の運動を考える時、オイラーの方法とラグランジュの方法の2通りの方法が用いられる。それぞれの手法についてまとめる。

- オイラーの方法

各瞬間において空間の各点の流れの様子を調べる。時刻  $t$ 、座標  $x, y, z$  が独立変数であり、圧力  $P$ 、密度  $\rho$  などの流体を特徴付ける量が  $x, y, z, t$  の関数によって表される。ある物理量  $F(t, \mathbf{r})$  の時間変化を考えると、

$$\frac{\partial F}{\partial t} = \lim_{\delta t \rightarrow 0} \frac{F(t + \delta t, \mathbf{r}) - F(t, \mathbf{r})}{\delta t}$$

と通常の偏微分に従う。この微分を特にオイラー微分と呼ぶ。

- ラグランジュの方法

流体を粒子の集まりとして考える。それぞれの粒子が時間とともにどのように動くかを調べる。時刻  $t$ 、粒子が時刻  $t = 0$  にあった位置  $X, Y, Z$  が独立変数である。ある時刻  $t$  に粒子がある場所  $x, y, z$ 、圧

力  $P$  などの量は  $X, Y, Z, t$  の関数によって表される従属変数である。また、独立変数に使われる座標  $X, Y, Z$  は必ずしも  $t = 0$  の場所でもなくとも良い。物理量の時間変化を、注目している流体粒子の運動に沿って計算する必要がある。流体の位置の時間変化も考慮した微分をラグランジュ微分と呼ぶ。

$$\begin{aligned}\frac{DF}{Dt} &= \frac{F(t + \delta t, \mathbf{r} + \mathbf{v}\delta t) - F(t, \mathbf{r})}{\delta t} \\ &= \frac{\partial F}{\partial t} + v_i \frac{\partial F}{\partial x_i} \\ &= \frac{\partial F}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla)F\end{aligned}$$

ある領域  $V$  内の運動量変化から運動方程式を導く。この閉曲面内の運動量  $P$  の  $i$  成分は

$$P_i = \int \rho v_i dV$$

流体に働く力は2種類あり、体積力と面積力である。体積力とは重力や電磁気力など粒子と場の相互作用、面積力とは圧力や応力で粒子同士に働く相互作用のことである。面を通してやりとりする面積あたりの力で、テンソルを用いて表す。ある流体要素が  $x$  軸に垂直な面を通して  $x, y, z$  方向に受ける力を  $(\sigma_{xx}, \sigma_{yx}, \sigma_{zx})$  と書く。他の成分も同様に書き表すと、応力テンソルは次のようになる。

$$\begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{yx} & \sigma_{zx} \\ \sigma_{xy} & \sigma_{yy} & \sigma_{zy} \\ \sigma_{xz} & \sigma_{yz} & \sigma_{zz} \end{pmatrix}$$

これを用いると  $\mathbf{n}$  に垂直な面を通して受ける力を  $\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}$  で表せる。

これらを用いて、ある閉曲面に囲まれた流体の運動方程式を導く。流体の運動量変化はラグランジュ微分を用いて次のようになる。

$$\int \rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} dV$$

流体に働く力についてまとめる。まず、流体にかかる重力は次のように書くことができる。

$$- \int dV \rho \frac{GM}{r^3} \mathbf{r}$$

また、周りの流体から閉曲面を通して常に圧力を受けている。微小体積  $\Delta x \Delta y \Delta z$  を考えると  $x$  方向の圧力の寄与は

$$(-P(x + \delta x) + P(x))\Delta y \Delta z = -\frac{\partial P}{\partial x} \Delta x \Delta y \Delta z$$

となる。 $y, z$  方向についても同様に計算することができるので、単位体積の流体が圧力によって受ける力は  $-\nabla P$  である。この他に流体は面積力である応力を受ける。微小体積  $\Delta x \Delta y \Delta z$  を考える。 $x$  軸に垂直な面内で  $z$  方向に働く力は

$$(\sigma_{zx}(x + \Delta x) - \sigma_{zx})\Delta y \Delta z = \frac{\partial \sigma_{zx}}{\partial x} \Delta x \Delta y \Delta z$$

となる。同様に考えて同じ面内で  $x$  方向に働く力は  $\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} \Delta x \Delta y \Delta z$ 、 $y$  方向に働く力は  $\frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial x} \Delta x \Delta y \Delta z$  である。これを他の面に対しても同様に計算する。ここで、全ての面を通して伝わる  $z$  方向の力は

$$\frac{\partial \sigma_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z}$$

ここから一般に  $i$  方向にかかる力は次のようにまとめることができる。

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}_i$$

## 42 手法：輻射流体計算

これ以降、圧力も応力テンソルに含めて書くことにする。以上から、単位体積あたりの流体の運動方程式は

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\rho \frac{GM}{r^3} \mathbf{r} + \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}$$

となる。外力を受けた部材内部に発生する内力や圧力を応力テンソルで表す。本研究で用いる流体シミュレーションでは、圧力のみを考える。よって、以降では圧力以外の応力を無視する。すると、次のように流体の運動方程式を導くことができる。

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\rho \frac{GM}{r^3} \mathbf{r} - \nabla P$$

これをオイラー描像で書き直すと以下ようになる。

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\rho \frac{GM}{r^3} \mathbf{r} - \rho \nabla P$$

最後にエネルギー方程式を導出する。単位体積あたりの流体のエネルギーを求める。運動エネルギーは  $\frac{1}{2}\rho v^2$  である。各分子が持っている熱エネルギーと運動エネルギーは等しく、自由度  $f$  を使うと次の式が成立している。

$$\frac{1}{2} m \langle v^2 \rangle = \frac{1}{2} k_B T \times f$$

よって、ある体積  $V$  の中にある粒子数  $N$  の系の単位体積あたりの熱エネルギーは次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} m v^2 &= \frac{1}{2} k_B T \times f \times \frac{N}{V} \\ &= \frac{1}{2} P f \end{aligned}$$

最後の式では理想気体の状態方程式  $PV = nRT$  を使って書き換えた。ここで断熱比  $\gamma$  と自由度  $f$  の間の関係式  $\gamma = f + 2/f$  を用いると単位体積あたりの流体が持つエネルギーは次のようになる。

$$E = \frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{P}{\gamma - 1}$$

第一項は流体の運動エネルギー、第二項は内部エネルギーを表している。 $e$  を単位質量あたりの内部エネルギーとすると流体の単位体積あたりのエネルギーは  $\frac{1}{2}\rho v^2 + \rho e$  となる。

熱力学第一法則とは、系のエネルギー変化は外界から加えられる熱  $d'Q$  とされる仕事  $d'W$  で表されるという式である。

$$dU = d'Q + d'W$$

この式を単位質量あたりの式に書き換える。全粒子数を  $N$ 、個数密度  $n$ 、全質量を  $M$ 、平均分子量を  $\mu$  とおくと次のような関係式が得られる。

$$N = nV, \quad M = \mu N, \quad \rho = \mu n, \quad V = \frac{M}{\rho}, \quad U = eM$$

これらを熱力学第一法則に代入すると

$$\begin{aligned} Mde &= d'Q - MPd\left(\frac{1}{\rho}\right) \\ de &= d'\left(\frac{Q}{M}\right) - Pd\left(\frac{1}{\rho}\right) \end{aligned}$$

$d'(Q/M)$  は単位質量あたりの熱量変化を表している。これは単位質量あたりのエントロピー  $s$  を用いて  $d'(Q/M) = Tds$  と書くことができる。まとめると

$$de = Tds - P d\left(\frac{1}{\rho}\right)$$

となり、これは単位質量あたりの熱力学第一法則である。

ここで、着目した流体からの熱の出入りはないとする。つまりこの流体についてエントロピー変化がないので以下の等式が成立する。

$$\frac{Ds}{Dt} = 0$$

これに単位質量あたりの熱力学第一法則を代入すると次のようになる。

$$\frac{De}{Dt} = -P \frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{\rho}\right)$$

ここでラグランジュ的に見た連続の式  $\frac{D\rho}{Dt} + \rho(\nabla \cdot \mathbf{v}) = 0$  を用いると、ある流体のエネルギー変化は以下のよう表すことができる。

$$\begin{aligned} -P \frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{\rho}\right) &= \frac{P}{\rho^2} \frac{D\rho}{Dt} \\ &= -\frac{P}{\rho} (\nabla \cdot \mathbf{v}) \\ &= -c_s^2 (\nabla \cdot \mathbf{v}) \end{aligned}$$

この項は着目している流体から速度が出ていく、つまり膨張した事によるエネルギー減少を表している。これを断熱冷却という。

次に、流体内部で起こる反応により、加熱や冷却が起こる場合を考える。それによってエントロピーも変化する。単位質量あたりの加熱率を  $\Gamma$ 、冷却率を  $\Lambda$  とすると次の式が得られる。

$$\frac{De}{Dt} = -P \frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{\rho}\right) + \Gamma - \Lambda$$

ここでオイラー方程式に  $\mathbf{v}$  をかけると以下のようになる。

$$\begin{aligned} \mathbf{v} \frac{D\mathbf{v}}{Dt} &= -\frac{1}{\rho} \mathbf{v} \cdot (\nabla P) - \mathbf{v} \frac{GM}{r^2} \frac{\mathbf{r}}{r} \\ \frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{2} \mathbf{v}^2\right) &= -\frac{1}{\rho} \mathbf{v} \cdot (\nabla P) - v_r \frac{GM}{r^2} \end{aligned}$$

これと熱力学第一法則から得られた式を両辺それぞれ足して変形すると

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{2} \mathbf{v}^2 + e\right) &= -P \frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{\rho}\right) - \frac{1}{\rho} \mathbf{v} \cdot (\nabla P) - v_r \frac{GM}{r^2} + \Gamma - \Lambda \\ \rho \frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{2} \mathbf{v}^2 + e\right) &= -\rho P \frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{\rho}\right) - \mathbf{v} \cdot (\nabla P) - \rho v_r \frac{GM}{r^2} + \rho(\Gamma - \Lambda) \\ \frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{2} \rho \mathbf{v}^2 + \rho e\right) - \left(\frac{1}{2} \mathbf{v}^2 + e\right) \frac{D\rho}{Dt} + \rho P \frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{\rho}\right) + \mathbf{v} \cdot (\nabla P) &= -\rho v_r \frac{GM}{r^2} + \rho(\Gamma - \Lambda) \end{aligned}$$

となる。上で求めた単位体積あたりのエネルギー  $E$  と単位体積あたりのエンタルピー  $H$ 、これらの間に成



り立つ関係式  $H = E + P$  を用いて左辺だけ変形すると

$$\begin{aligned}
& \frac{DE}{Dt} - \left( \frac{1}{2} \mathbf{v}^2 + e \right) \frac{D\rho}{Dt} + \rho P \frac{D}{Dt} \left( \frac{1}{\rho} \right) + \mathbf{v} \cdot (\nabla P) \\
&= \frac{\partial E}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) E - \frac{E}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} - \frac{P}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} + \mathbf{v} \cdot (\nabla P) \\
&= \frac{\partial E}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot (\nabla H) - \frac{H}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} \\
&= \frac{\partial E}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot (\nabla H) - \frac{H}{\rho} \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \rho \right) \\
&= \frac{\partial E}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot (\nabla H) - \frac{H}{\rho} (-\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \rho) \\
&= \frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot (H \mathbf{v})
\end{aligned}$$

となる。4行目から5行目には連続の式を用いた。よってこれを元の式に戻すとエネルギー方程式が得られる。

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot (H \mathbf{v}) = -\rho v_r \frac{GM}{r^2} + \rho(\Gamma - \Lambda)$$

本研究では円盤が  $z$  軸対称性を持つと仮定して  $(r, \theta)$  の2次元輻射流体計算を行う。そのため、これまで求めた流体基本方程式を極座標形に書き直す。極座標でのナブラは

$$\nabla = \left( \mathbf{e}_r \frac{\partial}{\partial r} + \mathbf{e}_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} + \mathbf{e}_\phi \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \right)$$

である。 $\mathbf{A}$  の発散は次のようになる。

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = \left( \mathbf{e}_r \frac{\partial}{\partial r} + \mathbf{e}_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} + \mathbf{e}_\phi \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \right) \cdot (A_r \mathbf{e}_r + A_\theta \mathbf{e}_\theta + A_\phi \mathbf{e}_\phi)$$

これを展開して計算する。ここで次の関係式を用いる。

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial r} \mathbf{e}_r &= 0, & \frac{\partial}{\partial \theta} \mathbf{e}_r &= \mathbf{e}_\theta, & \frac{\partial}{\partial \phi} \mathbf{e}_r &= \sin \theta \mathbf{e}_\phi \\
\frac{\partial}{\partial r} \mathbf{e}_\theta &= 0, & \frac{\partial}{\partial \theta} \mathbf{e}_\theta &= -\mathbf{e}_r, & \frac{\partial}{\partial \phi} \mathbf{e}_\theta &= \cos \theta \mathbf{e}_\phi \\
\frac{\partial}{\partial r} \mathbf{e}_\phi &= 0, & \frac{\partial}{\partial \theta} \mathbf{e}_\phi &= 0, & \frac{\partial}{\partial \phi} \mathbf{e}_\phi &= -\sin \theta \mathbf{e}_r - \cos \theta \mathbf{e}_\theta
\end{aligned}$$

$\nabla \cdot \mathbf{A}$  を計算すると

$$\begin{aligned}
\nabla \cdot \mathbf{A} &= \frac{\partial A_r}{\partial r} + \frac{2A_r}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_\theta}{\partial \theta} + \frac{\cos \theta}{r \sin \theta} A_\theta + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial A_\phi}{\partial \phi} \\
&= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 A_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta A_\theta) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} A_\phi
\end{aligned}$$

となる。今回シミュレーションは  $\phi$  方向に対象であるから  $\frac{\partial}{\partial \phi} = 0$  として

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 A_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta A_\theta)$$

を用いる。連続の式は次のようになる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 \rho v_r)}{\partial r} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial (\sin \theta \rho v_\theta)}{\partial \theta} = 0$$

オイラー方程式を極座標表示する。先に  $[(\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v}]$  を展開し、関係式を用いて変形しておく次のようになる。

$$\begin{aligned} [(\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v}]_r &= v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} - \frac{v_\theta^2}{r} + \frac{v_\phi}{r \sin \theta} \frac{\partial v_r}{\partial \phi} - \frac{v_\phi^2}{r} \\ &= (\mathbf{v} \cdot \nabla)v_r - \frac{v_\theta^2 + v_\phi^2}{r} \\ [(\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v}]_\theta &= v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_\theta v_r}{r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{v_\phi}{r \sin \theta} \frac{\partial v_\theta}{\partial \phi} - \frac{v_\phi^2}{r \sin \theta} \cos \theta \\ &= (\mathbf{v} \cdot \nabla)v_\theta + \frac{v_\theta v_r}{r} - \frac{v_\phi^2}{r} \cot \theta \\ [(\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v}]_\phi &= v_r \frac{\partial v_\phi}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\phi}{\partial \theta} + \frac{v_\phi v_r}{r} + \frac{v_\theta v_\phi}{r} \cot \theta + \frac{v_\phi}{r \sin \theta} \frac{\partial v_\phi}{\partial \phi} \\ &= (\mathbf{v} \cdot \nabla)v_\phi + \frac{v_\phi v_r}{r} + \frac{v_\theta v_\phi}{r} \cot \theta \end{aligned}$$

よって、これらを上で得たオイラー方程式に代入すると r 方向は

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial v_r}{\partial t} + \rho(\mathbf{r} \cdot \nabla)v_r - \rho \frac{v_\theta^2 + v_\phi^2}{r} &= -\rho \frac{GM}{r^2} - \frac{\partial P}{\partial r} \\ \frac{\partial(\rho v_r)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v_r \mathbf{v}) &= -\frac{\partial P}{\partial r} - \rho \frac{GM}{r^2} + \rho \frac{v_\theta^2 + v_\phi^2}{r} \end{aligned}$$

と変形できる。ここで、1 行目から 2 行目には連続の式を用いた。他の成分についても同様に代入して変形を行うと

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho v_\theta)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v_\theta \mathbf{v}) &= -\frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} - \rho \frac{v_r v_\theta}{r} + \rho \frac{v_\phi^2}{r} \cot \theta \\ \frac{\partial(\rho v_\phi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v_\phi \mathbf{v}) &= -\rho \frac{v_r v_\phi}{r} - \rho \frac{v_\theta v_\phi}{r} \cot \theta \end{aligned}$$

が得られる。 $\phi$  成分についてももう少しまとめる。右辺を左辺に移項し、 $\nabla$  を展開して計算を行うと

$$\begin{aligned} &\frac{\partial(\rho v_\phi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v_\phi \mathbf{v}) + \rho \frac{v_r v_\phi}{r} + \rho \frac{v_\theta v_\phi}{r} \cot \theta \\ &= \frac{\partial(\rho v_\phi)}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v_\phi v_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \rho v_\phi v_\theta) + \rho \frac{v_r v_\phi}{r} + \rho \frac{v_\theta v_\phi}{r} \cot \theta \\ &= \frac{\partial(\rho v_\phi)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} (\rho v_\phi v_r) + \frac{2}{r} \rho v_\phi v_r + \frac{\cos \theta}{r \sin \theta} \rho v_\phi v_\theta + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho v_\phi v_\theta) + \rho \frac{v_r v_\phi}{r} + \rho \frac{v_\theta v_\phi}{r} \cot \theta \\ &= \frac{\partial(\rho v_\phi)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} (\rho v_\phi v_r) + \frac{3}{r} \rho v_\phi v_r + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho v_\phi v_\theta) + \frac{2}{r} \rho v_\theta v_\phi \cot \theta \\ &= \frac{\partial(\rho v_\phi)}{\partial t} + \nabla^l \cdot (\rho v_\phi \mathbf{v}) \end{aligned}$$

となる。ここで、 $\nabla^l$  は以下のように定義する。

$$\nabla^l \cdot \mathbf{A} = \frac{1}{r^3} \frac{\partial}{\partial r} (r^3 A_r) + \frac{1}{r \sin^2 \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin^2 \theta A_\theta)$$

以上から、 $\phi$  成分のオイラー方程式は次のようになる。

$$\frac{\partial(\rho v_\phi)}{\partial t} + \nabla^l \cdot (\rho v_\phi \mathbf{v}) = 0$$

第 1 項目は単位体積内の流体要素の運動量変化を表している。 $\nabla^l \cdot (\rho v_\phi \mathbf{v})$  で表される項のうち r 成分はどれだけの角運動量が出ていくかを表している。

$z$  軸周りに円盤が回転している。軸方向の角運動量密度を  $l_z$  とおくと次のように表せる。

$$\begin{aligned} l_z &= \rho r^2 \dot{\phi} \sin^2 \theta \\ &= \rho r v_\phi \sin \theta \end{aligned}$$

ここで  $l_z$  を用いて  $\phi$  成分のオイラー方程式を書き直すと

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{l_z}{r \sin \theta} \right) + \frac{1}{r^3} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{r^2 v_r l_z}{\sin \theta} \right) + \frac{1}{r \sin^2 \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{\sin \theta}{r} v_\theta l_z \right) &= 0 \\ \therefore \frac{1}{r \sin \theta} \left( \frac{\partial l_z}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v_r l_z) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta v_\theta l_z) \right) &= 0 \\ \therefore \frac{\partial l_z}{\partial t} + \nabla \cdot (l_z \mathbf{v}) &= 0 \end{aligned}$$

と変形できる。ここから、 $\phi$  方向のオイラー方程式は角運動量保存を表していることが分かる。

エネルギー方程式は

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 H v_r)}{\partial r} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial (\sin \theta H v_\theta)}{\partial \theta} = -\rho v_r \frac{GM}{r^2} + \rho(\Gamma - \Lambda)$$

と得られる。

### 3.1.2 軸対称回転円盤の定常解

オイラー法を用いて表記することとする。円筒座標系での流体の方程式を書き下すと以下のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R \rho v_R) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \phi} (\rho v_\phi) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) &= 0 \\ \frac{\partial (\rho v_R)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v_R \mathbf{v}) &= -\frac{\partial P}{\partial R} - \rho \frac{GM R}{(R^2 + z^2)^{3/2}} + \rho \frac{v_\phi^2}{R} \\ \frac{\partial (\rho v_\phi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v_\phi \mathbf{v}) &= -\frac{\partial P}{\partial \phi} - \rho \frac{v_\phi v_R}{R} \\ \frac{\partial (\rho v_z)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v_z \mathbf{v}) &= -\frac{\partial P}{\partial z} - \rho \frac{GM z}{(R^2 + z^2)^{3/2}} \\ \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{1}{R} \frac{\partial (R H v_R)}{\partial R} + \frac{1}{R} \frac{\partial (H v_\phi)}{\partial \phi} + \frac{\partial (H v_z)}{\partial z} &= -\rho \frac{GM (R v_R + z v_z)}{(R^2 + z^2)^{3/2}} + \rho(\Gamma - \Lambda) \end{aligned}$$

ここで  $\nabla$  は

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R A_R) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \phi} (A_\phi) + \frac{\partial}{\partial z} A_z$$

と計算する。定常状態を考えているので、 $\frac{\partial}{\partial t} = 0$  として良い。すべての物理量は空間変数  $R, \phi, z$  の関数で表される。この条件のもとで流体の方程式を書き下すと

$$\begin{aligned} \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R \rho v_R) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \phi} (\rho v_\phi) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) &= 0 \\ \nabla \cdot (\rho v_R \mathbf{v}) &= -\frac{\partial P}{\partial R} - \rho \frac{GM R}{(R^2 + z^2)^{3/2}} + \rho \frac{v_\phi^2}{R} \\ \nabla \cdot (\rho v_\phi \mathbf{v}) &= -\frac{\partial P}{\partial \phi} - \rho \frac{v_\phi v_R}{R} \\ \nabla \cdot (\rho v_z \mathbf{v}) &= -\frac{\partial P}{\partial z} - \rho \frac{GM z}{(R^2 + z^2)^{3/2}} \\ \frac{1}{R} \frac{\partial (R H v_R)}{\partial R} + \frac{1}{R} \frac{\partial (H v_\phi)}{\partial \phi} + \frac{\partial (H v_z)}{\partial z} &= -\rho \frac{GM (R v_R + z v_z)}{(R^2 + z^2)^{3/2}} + \rho(\Gamma - \Lambda) \end{aligned}$$

軸対称な円盤を考えているので、 $\frac{\partial}{\partial \phi} = 0$  である。この条件を考慮すると流体の方程式は次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R \rho v_R) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) &= 0 \\ \nabla \cdot (\rho v_R \mathbf{v}) &= -\frac{\partial P}{\partial R} - \rho \frac{GM R}{(R^2 + z^2)^{3/2}} + \rho \frac{v_\phi^2}{R} \\ \nabla \cdot (\rho v_\phi \mathbf{v}) &= -\rho \frac{v_\phi v_R}{R} \\ \nabla \cdot (\rho v_z \mathbf{v}) &= -\frac{\partial P}{\partial z} - \rho \frac{GM z}{(R^2 + z^2)^{3/2}} \\ \frac{1}{R} \frac{\partial (RH v_R)}{\partial R} + \frac{\partial (H v_z)}{\partial z} &= -\rho \frac{GM (R v_R + z v_z)}{(R^2 + z^2)^{3/2}} + \rho (\Gamma - \Lambda) \end{aligned}$$

ここでは  $\nabla$  は

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R A_R) + \frac{\partial}{\partial z} A_z$$

と計算する。回転方向以外の速度成分が 0 である ( $v_R(R, z) = 0, v_z(R, z) = 0$ ) と仮定すると流体の方程式は次のようになる。

$$\begin{aligned} 0 &= -\frac{\partial P}{\partial R} - \rho \frac{GM R}{(R^2 + z^2)^{3/2}} + \rho \frac{v_\phi^2}{R} \\ 0 &= -\frac{\partial P}{\partial z} - \rho \frac{GM z}{(R^2 + z^2)^{3/2}} \\ 0 &= \rho (\Gamma - \Lambda) \end{aligned}$$

連続の式、 $\phi$  方向のオイラー方程式はともに両辺 0 となり既に満たされていた。ここで、円盤の温度分布が  $T(R) = T_0 (R/R_0)^{-\beta}$  という関係式で表すことができるとする。今、求めたい未知数は  $P, \rho, v_\phi$  の 3 つである。これらが含まれる流体の方程式は  $R, z$  方向のオイラー方程式の 2 つである。気体の状態方程式から  $P$  と  $\rho$  の関係式を導くことで未知数をすべて求めることができる。よって、今回解く方程式は

$$\begin{aligned} 0 &= -\frac{\partial P}{\partial R} - \rho \frac{GM R}{(R^2 + z^2)^{3/2}} + \rho \frac{v_\phi^2}{R} \\ 0 &= -\frac{\partial P}{\partial z} - \rho \frac{GM z}{(R^2 + z^2)^{3/2}} \\ P &= \rho \frac{k_B T_0}{\mu m_H} \left( \frac{R}{R_0} \right)^{-\beta} \end{aligned}$$

である。 $z$  方向のオイラー方程式と  $P$  と  $\rho$  の関係式から次の式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial z} &= -\frac{\mu m_H}{k_B T_0} \left( \frac{R}{R_0} \right)^\beta \frac{GM \rho z}{(R^2 + z^2)^{3/2}} \\ &= -\frac{v_K^2}{c_s^2} \frac{\rho R z}{(R^2 + z^2)^{3/2}} \end{aligned}$$

ここで  $v_K$  と  $c_s$  は次のように置いた。

$$v_K = \sqrt{\frac{GM}{R}}, \quad c_s = \sqrt{\frac{k_B T_0}{\mu m_H} \left( \frac{R}{R_0} \right)^{-\beta}}$$

$\rho$  の  $z$  に関する微分方程式と見ると解くことができる。 $C$  を積分定数とおくと次のようになる。

$$\rho(R, z) = C \exp \left[ \frac{v_K^2}{c_s^2} \frac{R}{(R^2 + z^2)^{1/2}} \right]$$

ここから、 $z=0$ での $\rho(R, z)$ を $\rho_{\text{mid}}(R)$ と書くことにすると、 $\rho_{\text{mid}}(R) = C \exp[v_K^2/c_s^2]$ となる。 $\rho_{\text{mid}}(R)$ を用いると、 $\rho$ は次のように表すことができる。

$$\rho(R, z) = \rho_{\text{mid}}(R) \exp \left[ \frac{v_K^2}{c_s^2} \left( \frac{1}{\sqrt{1+z^2/R^2}} - 1 \right) \right]$$

ここで、円盤は $R \gg z$ であるとして $\exp$ の中身を次のように変形する。

$$\rho = \rho_{\text{mid}}(R) \exp \left[ -\frac{z^2}{2c_s^2 R^2/v_K^2} \right]$$

定常円盤のスケールハイト $H$ は次のように求めることができる。

$$H = \frac{c_s}{v_K} R = \frac{c_s}{\Omega_K}$$

ここで、 $\Omega_K = v_K/R$ はケプラー回転の角速度である。

### 3.1.3 粘性円盤

粘性のある軸対称円盤の粘性進化を求める。面密度 $\Sigma$ を用いることで $R$ 方向の運動に注目する。円筒座標での流体の基礎方程式を書き下す。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R \rho v_R) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \phi} (\rho v_\phi) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) &= 0 \\ \rho \left[ \frac{D\mathbf{v}}{Dt} \right]_\phi &= [\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}]_\phi \\ \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{1}{R} \frac{\partial (R H v_R)}{\partial R} + \frac{1}{R} \frac{\partial (H v_\phi)}{\partial \phi} + \frac{\partial (H v_z)}{\partial z} &= -\rho \frac{GM(Rv_R + zv_z)}{(R^2 + z^2)^{3/2}} + \rho(\Gamma - \Lambda) \end{aligned}$$

連続の式について円盤が軸対称であるとする $\frac{\partial}{\partial \phi} = 0$ なので

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R \rho v_R) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) = 0$$

また、円盤は十分薄く、 $v_z$ は $v_R$ に対して小さいので $v_z \simeq 0$ とする。同様に $v_R$ は $z$ によらないと考えて良く、連続の式は次のようになる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R \rho v_R) = 0$$

ここで、式の両辺を $z$ 方向に積分する。面密度 $\Sigma$ の定義を用いると

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R \Sigma v_R) = 0 \quad (3.1)$$

となる。次に、 $\phi$ 方向のオイラー方程式について考える。展開すると次のようになる。

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial v_\phi}{\partial t} + \rho \left( v_R \frac{\partial v_\phi}{\partial R} + \frac{v_\phi}{R} \frac{\partial v_\phi}{\partial \phi} + v_z \frac{\partial v_\phi}{\partial z} + \frac{v_R v_\phi}{R} \right) &= \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R \sigma_{R\phi}) + \frac{1}{R} \frac{\partial \sigma_{\phi\phi}}{\partial \phi} + \frac{\partial \sigma_{\phi z}}{\partial z} + \frac{\sigma_{R\phi}}{R} \\ \sigma_{R\phi} &= \mu \left( \frac{1}{R} \frac{\partial v_R}{\partial \phi} + R \frac{\partial}{\partial R} \left( \frac{v_\phi}{R} \right) \right) \end{aligned}$$

円盤が軸対称であること $\frac{\partial}{\partial \phi} = 0$ 、円盤が薄いことを考慮に入れてまとめると1つめの式は

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial v_\phi}{\partial t} + \rho \left( v_R \frac{\partial v_\phi}{\partial R} + \frac{v_R v_\phi}{R} \right) &= \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R \sigma_{R\phi}) + \frac{\sigma_{R\phi}}{R} \\ &= \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} (R^2 \sigma_{R\phi}) \end{aligned}$$

となる。2つ目の式からは

$$\begin{aligned}\sigma_{R\phi} &= \mu R \frac{\partial}{\partial R} \left( \frac{v_\phi}{R} \right) \\ &= \mu \left( \frac{\partial v_\phi}{\partial R} - \frac{v_\phi}{R} \right) \\ &= \mu R \frac{\partial}{\partial R} \left( \frac{v_\phi}{R} \right) = \mu R \frac{\partial \Omega}{\partial R}\end{aligned}$$

が得られる。ここで、 $\Omega$  は  $v_\phi$  の角速度である。ここまでをまとめると  $\phi$  方向のオイラー方程式は

$$\rho \frac{\partial v_\phi}{\partial t} + \rho \left( v_R \frac{\partial v_\phi}{\partial R} + \frac{v_R v_\phi}{R} \right) = \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left( \mu R^3 \frac{\partial \Omega}{\partial R} \right)$$

である。 $\nu = \mu/\rho$  であることに注意して両辺を  $z$  で積分する。

$$\begin{aligned}\Sigma \frac{\partial v_\phi}{\partial t} + \Sigma v_R \frac{\partial v_\phi}{\partial R} + \frac{\Sigma v_R v_\phi}{R} &= \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left( \nu \Sigma R^3 \frac{\partial \Omega}{\partial R} \right) \\ \therefore R \Sigma \frac{\partial v_\phi}{\partial t} + R \Sigma v_R \frac{\partial v_\phi}{\partial R} + \Sigma v_R v_\phi &= \frac{1}{2\pi R} \frac{\partial}{\partial R} \left( 2\pi R^3 \nu \Sigma \frac{\partial \Omega}{\partial R} \right)\end{aligned}$$

この式の左辺をさらに変形する。式 3.1 の左辺を加えても値は変わらないので、 $Rv_\phi \times$  (左辺) を加えると以下ようになる。

$$\begin{aligned}&= R \Sigma \frac{\partial v_\phi}{\partial t} + R \Sigma v_R \frac{\partial v_\phi}{\partial R} + \Sigma v_R v_\phi + Rv_\phi \frac{\partial \Sigma}{\partial t} + v_\phi \frac{\partial}{\partial R} (R \Sigma v_R) \\ &= \frac{\partial}{\partial t} (\Sigma R v_\phi) + R \Sigma v_R \frac{\partial v_\phi}{\partial R} + 2 \Sigma v_R v_\phi + R v_R v_\phi \frac{\partial \Sigma}{\partial R} + R \Sigma v_\phi \frac{\partial v_R}{\partial R} \\ &= \frac{\partial}{\partial t} (\Sigma R v_\phi) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R^2 \Sigma v_R v_\phi)\end{aligned}$$

よって、 $\phi$  方向のオイラー方程式は

$$\frac{\partial}{\partial t} (\Sigma R^2 \Omega) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R^3 \Sigma v_R \Omega) = \frac{1}{2\pi R} \frac{\partial}{\partial R} (2\pi R^3 \nu \Sigma \frac{\partial \Omega}{\partial R})$$

ここで、 $2\pi R^3 \nu \Sigma \partial \Omega / \partial R$  はトルクと呼ばれる量である。

次にこれまでに求めた粘性流体の場合の連続の式と  $\phi$  方向オイラー方程式を使って粘性進化を計算する。まず  $\phi$  方向オイラー方程式の左辺を次のように変形する。この時角速度  $\Omega$  は時間に依らないとする。

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t} (\Sigma R^2 \Omega) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R^3 \Sigma v_R \Omega) &= R^2 \Omega \frac{\partial \Sigma}{\partial t} + R \Sigma v_R \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R^2 \Omega) + R^2 \Omega \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R \Sigma v_R) \\ &= \Sigma v_R \frac{\partial}{\partial R} (R^2 \Omega)\end{aligned}$$

1行目から2行目の変形には連続の式を用いた。これを元の方程式に戻す。

$$\begin{aligned}\Sigma v_R \frac{\partial}{\partial R} (R^2 \Omega) &= \frac{1}{2\pi R} \frac{\partial}{\partial R} \left( 2\pi R^3 \nu \Sigma \frac{\partial \Omega}{\partial R} \right) \\ \therefore 2\pi R \Sigma v_R \frac{\partial}{\partial R} (R^2 \Omega) &= \frac{\partial}{\partial R} \left( 2\pi R^3 \nu \Sigma \frac{\partial \Omega}{\partial R} \right) \\ \therefore 2\pi R \Sigma v_R &= \frac{\frac{\partial}{\partial R} (2\pi R^3 \nu \Sigma \frac{\partial \Omega}{\partial R})}{\frac{\partial}{\partial R} (R^2 \Omega)}\end{aligned}$$

が得られる。 $\dot{M} \equiv 2\pi R \Sigma v_R$  は降着率を表す。よって、式全体としては粘性による降着率を与える。この両辺を  $R$  で微分すると

$$2\pi \frac{\partial}{\partial R} (R \Sigma v_R) = \frac{\partial}{\partial R} \left[ \frac{\frac{\partial}{\partial R} (2\pi R^3 \nu \Sigma \frac{\partial \Omega}{\partial R})}{\frac{\partial}{\partial R} (R^2 \Omega)} \right]$$

この左辺は連続の式第2項の形なので、書き直すと次の形になる。

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = -\frac{1}{2\pi R} \frac{\partial}{\partial R} \left[ \frac{\frac{\partial}{\partial R} (2\pi R^3 \nu \Sigma \frac{\partial \Omega}{\partial R})}{\frac{\partial}{\partial R} (R^2 \Omega)} \right]$$

$\frac{\partial \Sigma}{\partial t}$  は面密度の時間変化を表す。よって、式全体としては粘性流体の面密度進化を与える。

円盤がケプラー回転しているので、角振動数

$$\Omega_K = \sqrt{\frac{GM_*}{R^3}}$$

を使って降着率  $\dot{M}_{\text{acc}}$  は次のようになる。

$$\dot{M}_{\text{acc}} = -2\pi R \Sigma \nu_R = -\frac{\frac{\partial}{\partial R} (2\pi R^3 \nu \Sigma \frac{\partial \Omega_K}{\partial R})}{\frac{\partial}{\partial R} (R^2 \Omega_K)} \quad (3.2)$$

また、 $\frac{\partial}{\partial R} (R^2 \Omega) = \frac{1}{2} R \Omega$  を用いると円盤面密度進化は次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Sigma}{\partial t} &= -\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[ \frac{\frac{\partial}{\partial R} (R^3 \nu \Sigma \frac{\partial \Omega_K}{\partial R})}{\frac{\partial}{\partial R} (R^2 \Omega_K)} \right] \\ &= \frac{3}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[ \frac{\frac{\partial}{\partial R} (R^2 \nu \Sigma \Omega_K)}{R \Omega_K} \right] \\ &= \frac{3}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[ \frac{1}{2} \nu \Sigma + R \nu \frac{\partial \Sigma}{\partial R} \right] \\ &= \frac{3}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[ R^{\frac{1}{2}} \left( \frac{1}{2} R^{-\frac{1}{2}} \nu \Sigma + R^{\frac{1}{2}} \nu \frac{\partial \Sigma}{\partial R} \right) \right] \\ &= \frac{3}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[ R^{\frac{1}{2}} \frac{\partial}{\partial R} (R^{\frac{1}{2}} \nu \Sigma) \right] \end{aligned} \quad (3.3)$$

ここで粘性係数  $\nu$  が一定であるとする。また、次のような変数変換を行う。

$$x = 2R^{\frac{1}{2}} \quad f = \frac{3}{2} \Sigma x$$

このとき、式 3.3 は次のように書き換えることができる。

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{12}{x^2} \frac{\partial^2 f}{\partial x^2}$$

拡散方程式の形が得られた。ここで、 $D = \frac{12}{x^2}$  は拡散係数であり、速度の次元をもつ。また、粘性係数  $\nu$  は  $[\text{cm}^2 \text{s}^{-1}]$  の次元を持つ。よって、円盤の半径を  $R$  とすると降着にかかる時間は

$$t \simeq \frac{R^2}{\nu}$$

と見積もることができる。

分子の衝突による粘性係数を求める。水素原子のみが存在すると仮定すると、水素原子数密度  $n_{\text{H}}$  とその衝突断面積  $\sigma_{\text{mol}}$  を用いて単位長さ移動するあたり  $n_{\text{H}} \sigma_{\text{mol}}$  回衝突する。ここから、粘性係数は

$$\nu_{\text{mol}} = \frac{c_s}{n_{\text{H}} \sigma_{\text{mol}}}$$

である。この場合のレイノルズ数を求める。レイノルズ数とは、流体運動による慣性力と粘性力の比によって決められた無次元量である。

$$Re = \frac{c_s H}{\nu_{\text{mol}}}$$

また、粘性係数  $\nu$  は Shakura and Sunyaev (1973) の  $\alpha$  パラメータを用いて次のように表すことができる。

$$\nu = \alpha c_s H$$

### 3.1.4 粘性円盤の数値計算

式 3.3 を解くことで、粘性円盤の時間進化を得ることができる。特に  $\nu \propto R^\gamma$  の場合には解析解を求めることができる Lynden-Bell and Pringle (1974); Hartmann et al. (1998)。次のように置き換えると式 3.3 を解くことができる。

$$\begin{aligned}\nu &= \nu_1 \left( \frac{R}{R_1} \right)^\gamma \\ t_{\text{vis}} &= \frac{1}{3(2-\gamma)^2} \frac{R_1^2}{\nu_1} \\ T &= t/t_{\text{vis}} + 1\end{aligned}$$

このとき自己相似解は次のように得られる。

$$\Sigma(R, t) = \frac{(2-\gamma)M_{\text{disk},0}}{2\pi R_1^2 (R/R_1)^\gamma} T^{-(5/2-\gamma)/(2-\gamma)} \exp\left[-\frac{(R/R_1)^{2-\gamma}}{T}\right] \quad (3.4)$$

特に  $\gamma = 1$  の場合には円盤面密度は以下ようになる。

$$\Sigma(R, t) = \frac{M_{\text{disk},0}}{2\pi R_1^2} \frac{1}{R/R_1} T^{-3/2} \exp\left[-\frac{(R/R_1)}{T}\right] \quad (3.5)$$

この場合に  $M_{\text{disk},0} = 0.1 M_\odot$  とおいて自己相似解を表示すると、図 3.1 のようになる。

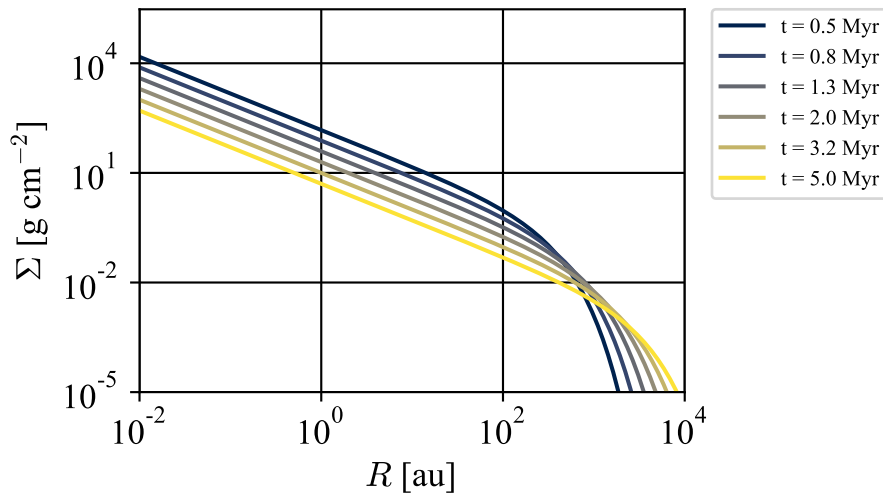


図 3.1: 軸対称な円盤降着の時間進化を示す。式 3.3 を解き、各時間での円盤面密度を示す。初期条件として  $M_{\text{disk},0} = 0.1 M_\odot$  と設定した。また、粘性は  $\alpha = 0.01$  とし、時間依存性は考慮しなかった。時間とともに角運動量輸送によって円盤半径が広がることを確認した。中心星近くの面密度が小さくなり、円盤半径が広がって自己相似的な振る舞いをしていることも確かめた。



また、 $\gamma = 1$  の場合に半径  $R$  以内にある円盤質量は次のように計算することができる。

$$\begin{aligned}
 M_{\text{disk}}(R, t) &= \int 2\pi R' \Sigma \, dR' \\
 &= \frac{M_{\text{disk},0}}{R_1} T^{-3/2} \int_0^R \exp\left[-\frac{R'/R_1}{T}\right] \, dR' \\
 &= M_{\text{disk},0} T^{-1/2} \left[1 - \exp\left(-\frac{(R/R_1)}{T}\right)\right]
 \end{aligned} \tag{3.6}$$

また、式 3.2 では、粘性降着による質量損失率を計算した。粘性係数  $\nu = \nu_1(R/R_1)$  でありケプラー回転を仮定していることに注意すると降着率は以下ようになる。

$$\begin{aligned}
 \dot{M}_{\text{acc}}(R, t) &= -2\pi R \Sigma \nu_R \\
 &= -\frac{\partial}{\partial R} (2\pi R^3 \nu \Sigma \frac{\partial \Omega_K}{\partial R}) \\
 &= 3\pi \frac{\nu_1}{R_1} \frac{\partial}{\partial R} (R^{3/2} \Sigma)
 \end{aligned}$$

分子に注目し、式 3.5 から  $\Sigma$  を代入すると以下ようになる。

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial R} (R^{3/2} \Sigma) &= \frac{\partial}{\partial R} \frac{M_{\text{disk},0}}{2\pi R_1} R^{1/2} T^{-3/2} \exp\left[-\frac{(R/R_1)}{T}\right] \\
 &= \frac{M_{\text{disk},0}}{2\pi R_1} R^{-1/2} T^{-3/2} \exp\left[-\frac{(R/R_1)}{T}\right] \left(\frac{1}{2} - \frac{R/R_1}{T}\right)
 \end{aligned}$$

分母については

$$\frac{\partial}{\partial R} R^{1/2} = \frac{1}{2} R^{-1/2}$$

となるので、これらをまとめると、降着率は以下のように求められる。

$$\begin{aligned}
 \dot{M}_{\text{acc}}(R, t) &= 3\pi \frac{\nu_1}{R_1} \frac{M_{\text{disk},0}}{2\pi R_1} T^{-3/2} \exp\left[-\frac{(R/R_1)}{T}\right] \left(1 - \frac{2R/R_1}{T}\right) \\
 &= \frac{M_{\text{disk},0}}{2t_{\text{vis}}} T^{-3/2} \exp\left(-\frac{(R/R_1)}{T}\right) \left[1 - \frac{2(R/R_1)}{T}\right]
 \end{aligned} \tag{3.7}$$

ここから、降着率はおおよそ  $\propto t^{-3/2}$  に従って時間とともに減少する。

## 3.2 輻射輸送

単位面積、単位時間あたりに単位立体角に放射される周波数  $[\nu, \nu + d\nu]$  の光のエネルギーを放射輝度と呼び、 $I_\nu$  [ $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1}$ ] と書くことにする。まずは距離  $ds$  を移動するときの輻射輸送を考える。吸収係数を  $\kappa_\nu$  [ $\text{cm}^{-1}$ ]、放射係数を  $j_\nu$  [ $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3} \text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1}$ ] とおく。このとき  $ds$  の間での放射・吸収を考えると輻射輸送の式は以下ようになる。

$$dI_\nu = -I_\nu \kappa_\nu ds + j_\nu ds$$

$d\tau_\nu = \kappa_\nu ds$  として光学的厚み  $\tau_\nu$  を導入すると輻射輸送の式は次のように書き換えることができる。

$$dI_\nu = -I_\nu d\tau_\nu + S_\nu d\tau_\nu$$

ここで、 $S_\nu \equiv j_\nu / \kappa_\nu$  とし、 $S_\nu$  を源泉関数と呼ぶ。輻射輸送の式の両辺に  $e^{\tau_\nu}$  をかけて  $[0, \tau_\nu]$  の範囲で積分すると各点での放射強度を求めることができる。

$$\begin{aligned} dI_\nu + I_\nu d\tau_\nu &= S_\nu d\tau_\nu \\ e^{\tau_\nu} (dI_\nu + I_\nu d\tau_\nu) &= e^{\tau_\nu} S_\nu d\tau_\nu \\ d(e^{\tau_\nu} I_\nu) &= e^{\tau_\nu} S_\nu d\tau_\nu \\ \therefore I_\nu(\tau_\nu) &= I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + \int_0^{\tau_\nu} e^{-(\tau_\nu - \tau')} S_\nu d\tau' \end{aligned}$$

第1項は放射された光が  $\tau_\nu$  の点に辿り着くまでに受ける吸収に対応している。第2項は  $\tau_\nu$  に移動するまでに受けた吸収を考慮した実質的な放射に対応している。

本研究では各点での FUV、X 線放射強度を上で示す輻射輸送に従って計算した。FUV の放射強度について以上の計算に基づくダストによる減光と  $\text{H}_2$  による自己遮蔽を取り入れる。Draine and Bertoldi (1996) では  $\text{H}_2$  の多準位を取り入れた計算から  $f_{\text{shield}}$  を次のように近似した。

$$f_{\text{shield}} = \begin{cases} 1 & (N_{\text{H}_2} < 10^{14} \text{cm}^{-2}) \\ (N_{\text{H}_2}/10^{14} \text{cm}^{-2})^{-0.75} & (N_{\text{H}_2} \geq 10^{14} \text{cm}^{-2}) \end{cases}$$

X 線放射強度についてはスペクトルから、各周波数での反応断面積を用いて光学的厚みを計算する。

EUV の放射強度については、3.3 節に示すように水素電離を考慮に入れてレイトレーシング法で計算する。

中心星からの EUV/FUV/X 線光度については、系の年齢を  $\sim 1 \text{Myr}$  と仮定し、Gorti and Hollenbach (2009) に従って設定する。EUV 光度  $\phi_{\text{EUV}}$  については、観測から値が精度良く定まっていない。星の彩層から放射されているとし、中心星質量に依存すると仮定する。FUV 光度  $L_{\text{FUV}}$  については、彩層からの放射  $L_{\text{FUV, chr}}$  と降着の衝撃による放射  $L_{\text{FUV, acc}}$  を考慮する。

$$L_{\text{FUV}} = L_{\text{FUV, chr}} + L_{\text{FUV, acc}}$$

降着によって放射されるあらゆる波長の光を含めた光度  $L_{\text{acc}}$  については、式 2.5 に従って降着率を用いて表すと以下ようになる。

$$L_{\text{FUV}} = \frac{1}{2} \frac{GM_* \dot{M}_{\text{acc}}}{R_*}$$

ここでは降着によって解放されるエネルギーのうち半分が光エネルギーとして放射されるとした。このエネルギーが 9000 K の黒体放射に従って放出されると仮定して、 $L_{\text{FUV, acc}}$  を求めた。また、彩層から放射さ

れる FUV 光度は観測から、星の光度の  $\log(L_{\text{FUV,chr}}/L_*) = -3.3$  を満たすことが観測から明らかになっている (Valenti et al., 2003)。これらを組み合わせることで FUV 光度を設定した。X 線光度  $L_{\text{X-ray}}$  については、観測から以下のように近似される (Flaccomio et al., 2003; Preibisch and Feigelson, 2005)。

$$L_{\text{X-ray}} \sim \begin{cases} 2.3 \times 10^{30} (M_*/M_\odot)^{1.44} \text{ erg s}^{-1} & M_* \leq 3 M_\odot \\ 10^{-6} L_* & M_* \geq 3 M_\odot \end{cases}$$

### 3.3 非平衡熱化学

#### 3.3.1 HII 領域

O型星やB型星のような大質量星が放つ紫外線により、周辺のガスが電離される。電離されたガスの領域をHII領域と呼び、光電離と再結合による電離平衡が成立している。O型星、B型星というのはスペクトル型による分類で、星の表面温度によって決まる。星の絶対等級とスペクトル型の対応を表示したHR図では左上に属している。O型星の質量は15–90  $M_{\odot}$  で、表面温度は30000–52000 K、B型星の質量は2–16  $M_{\odot}$  で、表面温度は10000–30000 Kである。HII領域からは電子と再結合する際に、準位に応じて様々な波長を持つ輝線が放射される。主な水素再結合線を表3.1に挙げる。Lyで表されるライマン系列とは、H Iの基底状態に電子が遷移するときに放出される輝線のことで、Hで表されるバルマー系列とは、H Iの量子数2を持つ準位に電子が遷移するときに放出される輝線のことである。水素の再結合線について性質をまとめると表3.1のようになる。可視光域（波長350–1000 nm）で最も強い輝線を2つあげると、656.3 nmの波長をもつ水素のバルマー- $\alpha$ 輝線（H $\alpha$ 輝線）と500.7 nmの波長をもつ酸素の [OIII] 輝線である。

表 3.1: 主な水素原子の線スペクトル

輝線名	波長 (nm)	振動数 (Hz)	エネルギー (eV)
Ly $\alpha$	121.6	$2.47 \times 10^{15}$	10.2
Ly $\beta$	102.6	$2.92 \times 10^{15}$	12.1
Ly $\gamma$	97.3	$3.08 \times 10^{15}$	12.8
H $\alpha$	656.3	$4.57 \times 10^{14}$	1.9
H $\beta$	486.1	$6.17 \times 10^{14}$	2.6
H $\gamma$	434.1	$6.91 \times 10^{14}$	2.9

HII領域では光電離と再結合の電離平衡が成立しているので、これらについてまとめる。光学的に薄いガス中にH IとH IIと $e^-$ のみがあると仮定する。まずは光電離 $H + \gamma \rightarrow H^+ + e^-$ に注目する。 $n$ を系の粒子数、 $n_{\text{HI}}$ と $n_{\text{HII}}$ もそれぞれのH I、H IIの個数密度とすると次の関係が成立している。

$$n = n_{\text{HI}} + n_{\text{HII}}$$

ここで水素原子核密度を $n_{\text{H}}$ とおくと、水素原子の数が保存することから

$$n_{\text{H}} = n_{\text{HI}} + n_{\text{HII}}$$

$$1 = y_{\text{HI}} + y_{\text{HII}}$$

が成立している。水素原子核密度に対する割合を $y_{\text{HI}}$ 、 $y_{\text{HII}}$ と表し、アバundanceと呼ぶ。よって、単位体積あたり単位時間あたりに電離する回数を光電離率 $P_{\text{ion}}$ とおく。H Iの吸収断面積 $\sigma_{\text{H}}$ と電離光子のフラックス $F$ を用いて次のように書くことができる。

$$\begin{aligned} P_{\text{ion}} &= n_{\text{HI}} \sigma_{\text{H}} F \\ &= y_{\text{HI}} n_{\text{H}} \sigma_{\text{H}} F \end{aligned}$$

次に、再結合を考える。ガスは全体で電氣的に中性と仮定する。今回、H IとH IIと $e^-$ のみが存在する系について考えているので、 $n_{\text{HII}} = n_e$ として良い。また、式(1)より $n_{\text{HII}} = n_{\text{H}} - n_{\text{HI}}$ であるので、単位体

積あたりの再結合率  $R$  は次のようになる。

$$\begin{aligned} R &= n_{\text{HII}} n_e \alpha(T_{\text{gas}}) \\ &= n_{\text{H}}^2 (1 - y_{\text{HI}})^2 \alpha(T_{\text{gas}}) \end{aligned}$$

ここで  $\alpha(T)$  は再結合定数であり、ガス温度  $T_{\text{gas}}$  の関数として  $\alpha(T_{\text{gas}}) = 4 \times 10^{-13} (10^4 T_{\text{gas}}^{-1})^{0.73} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  と近似される。

電離平衡が成立している時、光電離率と再結合率が等しくなっているので  $P = R$  が成立している。ここから次のように  $y_{\text{HI}}$ 、 $y_{\text{HII}}$  が求められる。

$$\begin{aligned} y_{\text{HI}} &= \frac{2n_{\text{H}}\alpha + \sigma_{\text{H}}F - \sqrt{4n_{\text{H}}\alpha\sigma_{\text{H}}F + \sigma_{\text{H}}^2F^2}}{2n_{\text{H}}\alpha} \\ &= \frac{-1 + \sqrt{1 + 4n_{\text{H}}\alpha/\sigma_{\text{H}}F}}{1 + \sqrt{1 + 4n_{\text{H}}\alpha/\sigma_{\text{H}}F}} \\ y_{\text{HII}} &= \frac{-\sigma_{\text{H}}F + \sqrt{4n_{\text{H}}\alpha\sigma_{\text{H}}F + \sigma_{\text{H}}^2F^2}}{2n_{\text{H}}\alpha} \\ &= \frac{2}{1 + \sqrt{1 + 4n_{\text{H}}\alpha/\sigma_{\text{H}}F}} \end{aligned} \quad (3.8)$$

ここで、 $t_{\text{ion}} \equiv (F\sigma_{\text{H}})^{-1}$  と  $t_{\text{rec}} \equiv (n_{\text{H}}\alpha)^{-1}$  は時間の次元を持ち、それぞれイオン化タイムスケール、再結合タイムスケールと呼ばれる。実際に  $\sigma_{\text{H}} = 10^{-18} \text{ cm}^2$ 、 $F = 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  とするとイオン化タイムスケールは次のような値になる。

$$\begin{aligned} t_{\text{ion}} &= 1.0 \times 10^8 \text{ s} \left( \frac{\sigma_{\text{H}}}{10^{-18} \text{ cm}^2} \right)^{-1} \left( \frac{F}{10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}} \right)^{-1} \\ &\simeq 3.17 \text{ yr} \left( \frac{\sigma_{\text{H}}}{10^{-18} \text{ cm}^2} \right)^{-1} \left( \frac{F}{10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}} \right)^{-1} \end{aligned}$$

同様に  $n_{\text{H}} = 10 \text{ cm}^{-3}$ 、 $T_{\text{gas}} = 10000 \text{ K}$  であるとする、再結合タイムスケールは

$$\begin{aligned} t_{\text{rec}} &= 2.5 \times 10^{11} \text{ s} \left( \frac{n_{\text{H}}}{10 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \\ &\simeq 7.93 \times 10^3 \text{ yr} \left( \frac{n_{\text{H}}}{10 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \end{aligned}$$

と求められる。

再結合タイムスケールがイオン化タイムスケールより十分長く  $t_{\text{ion}} \ll t_{\text{rec}}$  となるような場合には、式 3.8 は次のような極限をとる。

$$\begin{aligned} y_{\text{HI}} &\simeq 1 - \left( \frac{\sigma_{\text{H}}F}{n_{\text{H}}\alpha} \right)^{\frac{1}{2}} \\ y_{\text{HII}} &\simeq \left( \frac{\sigma_{\text{H}}F}{n_{\text{H}}\alpha} \right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

$y_{\text{HI}} \approx 1$  となるので、ガスはほぼ電離しておらず中性である。 $t_{\text{ion}} \gg t_{\text{rec}}$  の場合に同様に式 3.8 で極限をとると  $y_{\text{HII}} \approx 1$  となり、ガスはほぼ電離される。

光電離率と再結合率を表す式から、 $F\sigma_{\text{H}}$  は電離を、 $n_{\text{H}}\alpha(T_{\text{gas}})$  は再結合を表す量になっている。フラックスが大きく、水素原子核密度が小さいと光電離が起きやすい。

これまで、振動数に関わらずフラックスが一定であると仮定して電離平衡が成立しているときの電離度を計算した。実際には  $\sigma_{\text{H}}$ 、 $F$  は振動数によって異なる値をとる。Osterbrock and Ferland (2006) は吸収断面積が次のように近似できることを示した。

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

よって HI が振動数  $\nu$  を持つ光子の吸収断面積を  $\sigma_{\text{H},\nu}$  と置き、単位面積を通る単位時間あたりの振動数  $\nu$  の電離光子数を  $F_\nu d\nu$  と置き換えて、電離平衡を求める。このとき振動数  $[\nu, \nu + d\nu]$  によって起きる電離率  $P_{\text{ion},\nu}$  は

$$P_{\text{ion},\nu} = y_{\text{HI}} n_{\text{H}} \sigma_{\text{H},\nu} F_\nu d\nu$$

HI の光電離は光子のエネルギーが  $\nu_1 \equiv 13.6 \text{ eV}$  より大きいときに起こる。よって、放射された光によって起きる光電離率はあらゆる振動数を持つ光に対して求めた電離率を足し合わせれば良い。

$$P_{\text{ion}} = \int_{\nu_1}^{\infty} y_{\text{HI}} n_{\text{H}} \sigma_{\text{H},\nu} F_\nu d\nu$$

平均吸収断面積  $\bar{\sigma}_{\text{H}}$ 、あらゆる振動数のフラックス  $F$  を次のように定義する。

$$\bar{\sigma}_{\text{H}} = \frac{\int_{\nu_1}^{\infty} \sigma_{\text{H},\nu} F_\nu d\nu}{\int_{\nu_1}^{\infty} F_\nu d\nu}$$

$$F = \int_{\nu_1}^{\infty} F_\nu d\nu$$

これらを用いると光電離率は次のように書き直すことができる。

$$P_{\text{ion}} = \int_{\nu_1}^{\infty} y_{\text{HI}} n_{\text{H}} \sigma_{\text{H},\nu} F_\nu d\nu$$

$$= y_{\text{HI}} n_{\text{H}} \bar{\sigma}_{\text{H}} F \quad (3.9)$$

再結合率は振動数依存性を持たないため、次のようになる。

$$R = n_{\text{H}}^2 (1 - y_{\text{HI}})^2 \alpha(T_{\text{gas}})$$

ここで、電離平衡が成立しているとき、 $P = R$  であることから  $y_{\text{HI}}$ 、 $y_{\text{HII}}$  を求めると

$$y_{\text{HI}} = \frac{-1 + \sqrt{1 + 4n_{\text{H}}\alpha/\bar{\sigma}_{\text{H}}F}}{1 + \sqrt{1 + 4n_{\text{H}}\alpha/\bar{\sigma}_{\text{H}}F}}$$

$$y_{\text{HII}} = \frac{2}{1 + \sqrt{1 + 4n_{\text{H}}\alpha/\bar{\sigma}_{\text{H}}F}}$$

以上から、吸収断面積とフラックスが振動数依存性を持つ場合についても、振動数方向に積分した全体のフラックスを用いて依存性がない場合と同様に電離度を書き表せることが分かった。

次に電離平衡に達していないガスの電離度の時間変化を考える。初期条件として、ガスが全て HI であると仮定し、HII の時間変化に関する微分方程式を解く。時刻  $[t, t + dt]$  の間に  $n_{\text{HI}}$ 、 $n_{\text{HII}}$  は次のように変化する。

$$\Delta n_{\text{HI}}(t) = \{(n_{\text{H}} - n_{\text{HI}}(t))^2 \alpha(T_{\text{gas}}) - n_{\text{HI}}(t) \bar{\sigma}_{\text{H}} F\} dt$$

$$\Delta n_{\text{HII}}(t) = \{(n_{\text{H}} - n_{\text{HII}}(t)) \bar{\sigma}_{\text{H}} F - (n_{\text{HII}}(t))^2 \alpha(T_{\text{gas}})\} dt$$

以上から、 $y_{\text{HII}}$  に関して次のような微分方程式が成立している。

$$\frac{dy_{\text{HII}}}{dt} = (1 - y_{\text{HII}})\bar{\sigma}_{\text{H}}F - n_{\text{H}}y_{\text{HII}}^2\alpha(T_{\text{gas}})$$

ここで、簡単のため、次のような無次元量  $p, q$  を導入する。

$$p = \frac{-\bar{\sigma}_{\text{H}}F + \sqrt{\bar{\sigma}_{\text{H}}^2F^2 + 4n_{\text{H}}\alpha(T_{\text{gas}})\bar{\sigma}_{\text{H}}F}}{2n_{\text{H}}\alpha(T_{\text{gas}})} = 1 - y_{\text{HI}}$$

$$q = \frac{-\bar{\sigma}_{\text{H}}F - \sqrt{\bar{\sigma}_{\text{H}}^2F^2 + 4n_{\text{H}}\alpha(T_{\text{gas}})\bar{\sigma}_{\text{H}}F}}{2n_{\text{H}}\alpha(T_{\text{gas}})} = y_{\text{HI}} - 1 - \frac{\bar{\sigma}_{\text{H}}F}{n\alpha}$$

以上から、 $y_{\text{HII}}$  に関する微分方程式は次のように書き換えられる。

$$\frac{dy_{\text{HII}}}{dt} = -n_{\text{H}}\alpha(T_{\text{gas}})(y_{\text{HII}} - p)(y_{\text{HII}} - q)$$

初期条件は中性ガス ( $y_{\text{HII}}(t = 0) = 0$ ) であることを考慮して微分方程式を解くと、次のような解が得られる。

$$y_{\text{HII}} = \frac{2(e^{-\sqrt{\bar{\sigma}_{\text{H}}^2F^2 + 4n_{\text{H}}\alpha(T_{\text{gas}})\bar{\sigma}_{\text{H}}F}t} - 1)}{(1 - \sqrt{1 + 4n_{\text{H}}\alpha(T_{\text{gas}})/\bar{\sigma}_{\text{H}}F})e^{-\sqrt{\bar{\sigma}_{\text{H}}^2F^2 + 4n_{\text{H}}\alpha(T_{\text{gas}})\bar{\sigma}_{\text{H}}F}t} - (1 + \sqrt{1 + 4n_{\text{H}}\alpha(T_{\text{gas}})/\bar{\sigma}_{\text{H}}F})}$$

ここまで光学的に薄いガスについて、電離度の時間変化を求めた。

これまでの計算を用いて、実際に O 型星、B 型星周りについて  $r = 30 \text{ au}$  の位置で  $y_{\text{HII}}(t)$  の時間変化を計算する。吸収断面積は  $\sigma_{\text{H}} = 10^{-18} \text{ cm}^2$  として振動数依存性を持たないとし、 $n_{\text{H}} = 10 \text{ cm}^{-3}$  と設定する。フラックス  $F$  も振動数依存性を持たないと仮定し、O 型星、B 型星それぞれについて次のように計算する。一般に O 型星の光度は  $L_* = 10^{48} \text{ s}^{-1}$  である。中心星光度から  $r = 30 \text{ au}$  の位置でのフラックスを計算すると次のようになる。

$$F = \frac{L_*}{4\pi r^2} \sim 3.95 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

一般に B 型星の光度は  $L_* = 10^{45} \text{ s}^{-1}$  であるから、 $r = 30 \text{ au}$  の位置でのフラックスを計算すると次のようになる。

$$F \sim 3.95 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

電離光子は EUV で構成されているとする。EUV によってガスは  $10^4 \text{ K}$  まで加熱されるので、 $T_{\text{gas}} = 10^4 \text{ K}$  とおくと、 $\alpha(T_{\text{gas}}) = 4.0 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$  である。これらを用いると、 $y_{\text{HII}}$  の時間変化は図 3.2 のようになる。

ここまでは光学的に薄く、 $F$  が局所的に与えられている系を考えてきた。次は電離光子が十分に光学的に厚いガス層に入射している場合を考える。水素原子核密度分布が  $n_{\text{H}}(x)$  で与えられるガス層に放射がフラックス  $F_0$  で  $x$  軸正の向きに入射しているとする。まずは吸収断面積とフラックスが振動数依存性を持たないと仮定して進める。EUV が  $x$  から  $x + dx$  の間を進む間に吸収される光子数は次のように書くことができる。

$$\sigma_{\text{H}}y_{\text{HI}}(x)n_{\text{H}}(x)F(x)dx$$

ここから、フラックスの変化に注目すると以下のような微分方程式が得られる。

$$\frac{dF(x)}{dx} = -\sigma_{\text{H}}y_{\text{HI}}(x)n_{\text{H}}(x)F(x)$$

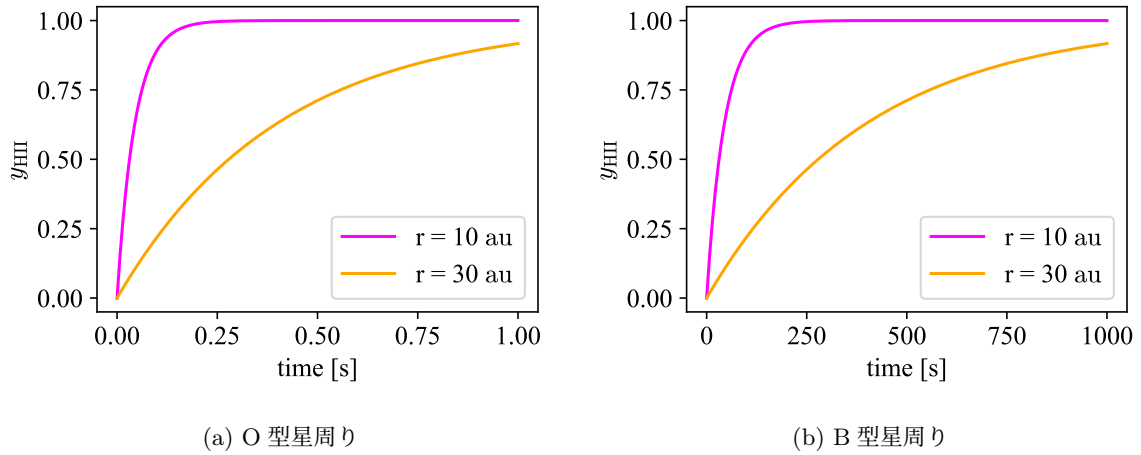


図 3.2: O・B 型星周りで、中心星から 10 au、30 au の位置でのイオン化タイムスケールを示す。中心星から 10 au の位置をピンク、30 au の位置をオレンジで示す。より中心星近く、大質量星周りの方がイオン化が早く進む。

$F(x=0) = F_0$  に注意してこの方程式を解くと、

$$F(x) = F_0 \exp[-\sigma_{\text{H}} N_{\text{HI}}(x)]$$

という解が得られる。ここで、 $N_{\text{HI}}(x)$  は HI の柱密度と呼ばれ、次のように定義される。

$$N_{\text{HI}}(x) = \int_0^x dx' n_{\text{HI}}(x')$$

柱密度を用いて光学的厚み  $\tau$  が以下のように定義される。

$$\tau = \sigma_{\text{H}} N_{\text{HI}}$$

$\tau > 1$  の時、光学的に厚いといい、光は通りにくい。一方で  $\tau < 1$  の時、光学的に薄いといい、光は通りやすい。

この場合での電離平衡を計算する。光電離率  $P$  は

$$\begin{aligned} P &= y_{\text{HII}}(x) n_{\text{H}}(x) \sigma_{\text{H}} F(x) \\ &= y_{\text{HII}}(x) n_{\text{H}}(x) \sigma_{\text{H}} F_0 \exp[-\sigma_{\text{H}} N_{\text{HI}}(x)] \end{aligned}$$

である。再結合率は  $R = (1 - y_{\text{HII}})^2 n_{\text{H}}(x)^2 \alpha(T_{\text{gas}})$  で、電離平衡ではこれらが等しくなるので次の関係式が成立している。

$$F(x) = \frac{y_{\text{HII}}^2 n_{\text{H}}(x) \alpha(T_{\text{gas}})}{y_{\text{HII}} \sigma_{\text{H}}}$$

これを輻射輸送方程式に代入すると

$$\begin{aligned} \frac{y_{\text{HII}}^2 \alpha}{y_{\text{HII}} \sigma_{\text{H}}} \frac{dn_{\text{H}}}{dx} + \frac{n_{\text{H}} \alpha}{\sigma_{\text{H}}} \frac{d}{dx} \left( \frac{y_{\text{HII}}^2}{y_{\text{HII}}} \right) &= -y_{\text{HII}}^2 n_{\text{H}}^2 \alpha \\ \therefore \frac{d}{dx} \left( \frac{y_{\text{HII}}^2}{1 - y_{\text{HII}}} \right) &= -y_{\text{HII}}^2 \sigma_{\text{H}} n_{\text{H}} - \frac{1}{n_{\text{H}}} \left( \frac{y_{\text{HII}}^2}{1 - y_{\text{HII}}} \right) \frac{dn_{\text{H}}}{dx} \end{aligned} \quad (3.10)$$



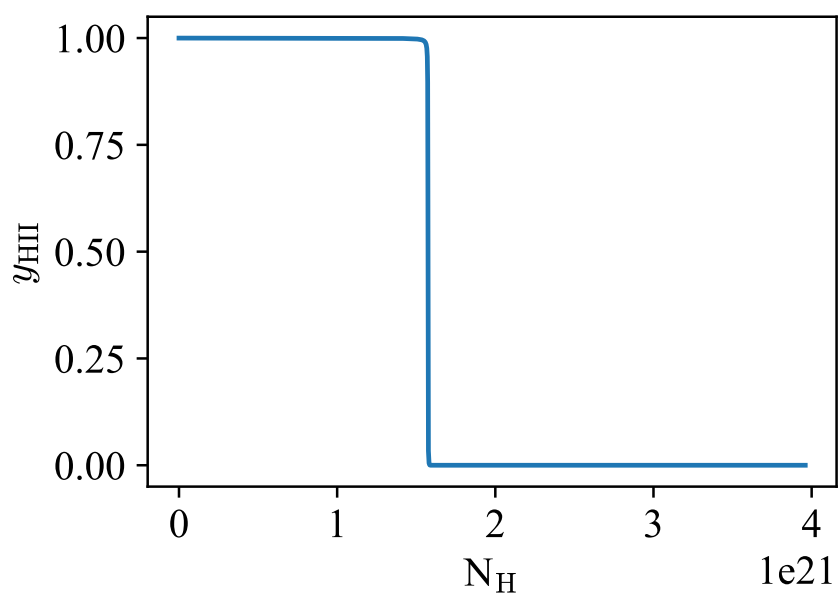


図 3.3: 水素原子核の柱密度に対して HII のアバundanceを示す。輻射輸送方程式 (式 3.10) を 4 次ルンゲクッタ法を用いて数値的に解いた。HII のアバundanceが急激に 0 に近づく位置がストレンジレン半径に対応する。

という方程式が得られる。吸収断面積を  $\sigma_{\text{H}} = 6.3 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ 、水素原子核密度を  $n_{\text{H}} = 80 \text{ cm}^{-3}$ 、ガス温度を  $T_{\text{gas}} = 10^4 \text{ K}$  としてこの方程式を数値的に解くと図 3.3 のようになる。中心星から離れて柱密度が高くなると  $y_{\text{HII}}$  が急に 0 になる点がある。この内側では  $t_{\text{ion}} = (F\sigma_{\text{H}})^{-1}$  が  $t_{\text{rec}} = (n_{\text{H}}\alpha)^{-1}$  より短いため電離が進むが、外側では大小関係が逆転し電離が進まないと考えられる。

極座標系での輻射輸送方程式を考える。中心星から等方的に光子が放出されると仮定し、 $\theta, \phi$  方向は考えない。中心星周りの半径  $r$  から  $r + dr$  の位置に移動するまでに水素電離によって減少するフラックスの総量を考える。2 次の微小量を見捨てることで次のような関係式が得られる。

$$\begin{aligned} 4\pi(r + dr)^2 F(r + dr) - 4\pi r^2 F(r) &= -y_{\text{HII}}(r)n_{\text{H}}(r)\sigma_{\text{H}}F(r) \cdot 4\pi r^2 dr \\ (4\pi r^2 + 8\pi r dr) \left( F(r) + \frac{\partial F(r)}{\partial r} dr \right) - 4\pi r^2 F(r) &= -y_{\text{HII}}(r)n_{\text{H}}(r)\sigma_{\text{H}}F(r) \cdot 4\pi r^2 dr \\ \frac{\partial F(r)}{\partial r} + \frac{2}{r} F(r) &= -n_{\text{HII}}(r)\sigma_{\text{H}}F(r) \\ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 F(r)) &= -n_{\text{HII}}(r)\sigma_{\text{H}}F(r) \end{aligned}$$

これが極座標系での輻射輸送方程式である。次にこれを解く。

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 F(r)) &= -n_{\text{HII}}(r)\sigma_{\text{H}}F(r) \\ \frac{1}{r^2 F(r)} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 F(r)) &= -n_{\text{HII}}(r)\sigma_{\text{H}} \\ \therefore F(r) &\propto \frac{1}{r^2} \exp[-\sigma_{\text{H}}N_{\text{HII}}] \end{aligned}$$

大質量星周りに形成される HII 領域をストREMグレン球と呼ぶ。またその半径をストREMグレン半径といい、数光年から数十光年の大きさを持つ。中心星から単位時間当たり放出される電離光子数を  $L_*$  とし、ストREMグレン半径を  $R_s$  とする。ストREMグレン球内部では電離平衡が成立していることから電離光子の個数分だけ水素の電離・再結合が起きていると考えることができ次のような関係式が成り立つ。

$$L_* = \frac{4\pi}{3} R_s^3 n_{\text{HII}}^2 \alpha(T_{\text{gas}})$$

よって、ストREMグレン半径は次のように書くことができる。

$$R_s = \left( \frac{3L_*}{4\pi n_{\text{HII}}^2 \alpha(T_{\text{gas}})} \right)^{1/3} \sim 12.7 \text{ pc} \left( \frac{L_*}{10^{49} \text{ s}^{-1}} \right)^{1/3} \left( \frac{n_{\text{HII}}}{10 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-2/3}$$

### 3.3.2 光解離領域

ストREMグレン半径の外側では加熱過程と化学反応が FUV ( $6 \text{ eV} < h\nu < 13.6 \text{ eV}$ ) によって支配されている。この領域を光解離領域 (photo dissociation region ; PDR) と呼ぶ。光解離領域の構造を図 3.4 に示す。星間ダストによって星からの放射が減光される。  $A_V$  とはダストによる減光量であり、  $A_V = 1$  は入射フラックスが  $\frac{2}{5}$  に減少したことに相当する。

FUV は水素電離できないので、ガスはほぼ中性である。FUV 放射によって、 $\text{H}_2$ 、 $\text{CO}$ 、 $\text{H}_2\text{O}$  などの分子が光解離される。Cl の第一イオン化エネルギーは  $11.3 \text{ eV}$  で  $13.6 \text{ eV}$  よりも小さいことから、近傍の星からの FUV 放射によって電離される。光解離領域の一番内側は HI から HII への光電離の境界で、HI, CII, OI が存在する。  $A_V = 2$  に HI と  $\text{H}_2$  の境界があり、ここより外側で水素原子は主に  $\text{H}_2$  として存在する。

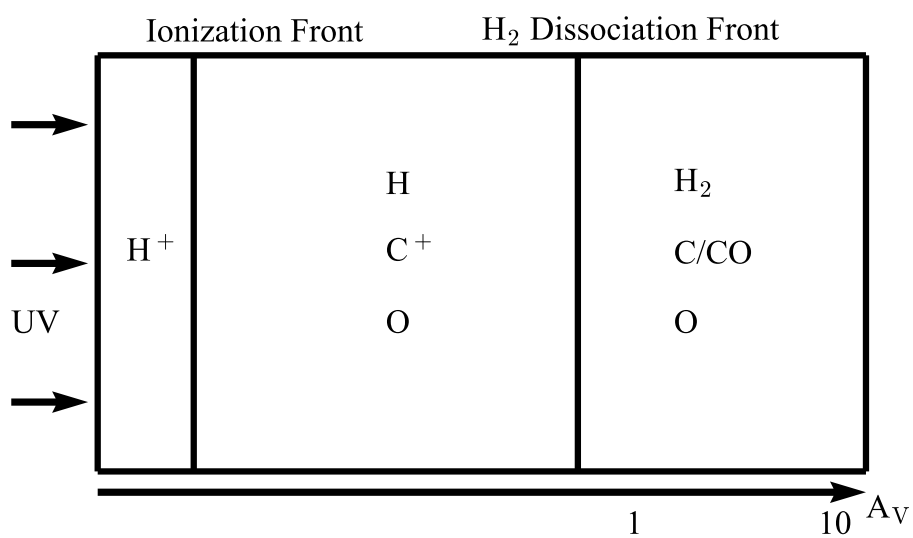


図 3.4: 左側から高エネルギー放射があるときの光解離領域 (PDR) の構造の模式図を示す。  $E > 13.6 \text{ eV}$  以上のエネルギーを持つ電離光子は  $H\text{I}$  に効率的に吸収され、 $H\text{II}$  領域を形成する。 $H\text{II}$  領域で電離光子の多くは吸収され、その外側には主に FUV によって化学組成が決まる光解離領域が形成される。FUV によって  $H_2$ 、 $CO$  が解離される。光解離領域の外側では高エネルギー放射が届かず、主に分子が存在している。

$A_V = 4$ にCOからCIIの境界があり、ここより外側ではCOとして存在する。一番外側は $A_V = 10$ で、OIとO<sub>2</sub>の境界である。

PDRは赤外線で観測される。中心星から放出されたFUV放射の一部はPAHやダスト微粒子に吸収される。PAHは励起されたのち、赤外線を放出する。ダスト微粒子は紫外線を吸収したのち、遠赤外線を放出する。これは赤化と呼ばれる。

### 3.3.3 化学反応

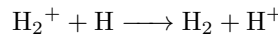
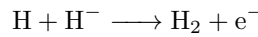
- H<sub>2</sub> 生成

H<sub>2</sub>は円盤中で様々な過程を通して生成される。星間ガスでの化学反応は、ダスト上での反応とガスの衝突反応の2種類に分けられる。

ダスト上でHIが反応することでH<sub>2</sub>が生成される。HIがダスト表面に結合し、熱揺らぎによって表面上をランダムウォークする。このときダスト表面にもう一つHIが結合し、すでに結合しているHIと遭遇すると、 $\Delta E = 4.5 \text{ eV}$ を放出しながら、H<sub>2</sub>としてダスト表面から離れる。H<sub>2</sub>生成率は次のように与えられる (Tielens and Hollenbach, 1985)。

$$k_{\text{H}_2, \text{dust}} = 6.0 \times 10^{-17} \left( \frac{T_{\text{gas}}}{300 \text{ K}} \right) \times \frac{(1.0 + \exp(7.5 \times 10^2 (1/75 - 1/T_{\text{dust}})))^{-1}}{1.0 + 4.0 \times 10^{-2} \sqrt{T_{\text{gas}} + T_{\text{dust}}} + 2.0 \times 10^{-3} T_{\text{gas}} + 8.0 \times 10^{-6} T_{\text{gas}}^2} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$$

ガス中での衝突反応によってもH<sub>2</sub>は生成される。



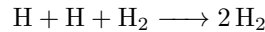
それぞれの反応係数はOmukai (2000) から次のように表される。

$$k_8 = 1.5 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} (T_{\text{gas}} < 300 \text{ K})$$

$$k_8 = 4.0 \times 10^{-9} \left( \frac{T_{\text{gas}}}{1 \text{ K}} \right)^{-0.17} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} (T_{\text{gas}} > 300 \text{ K})$$

$$k_{10} = 6.4 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$$

ガス密度が高くなると三体反応によってH<sub>2</sub>が生成される。



このときの反応係数は次のように表される。

$$k_{20} = 6.9 \times 10^{-30} T_{\text{gas}}^{-1} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$$

ここまでのH<sub>2</sub>生成反応の係数をガス温度を横軸として図3.5に示す。

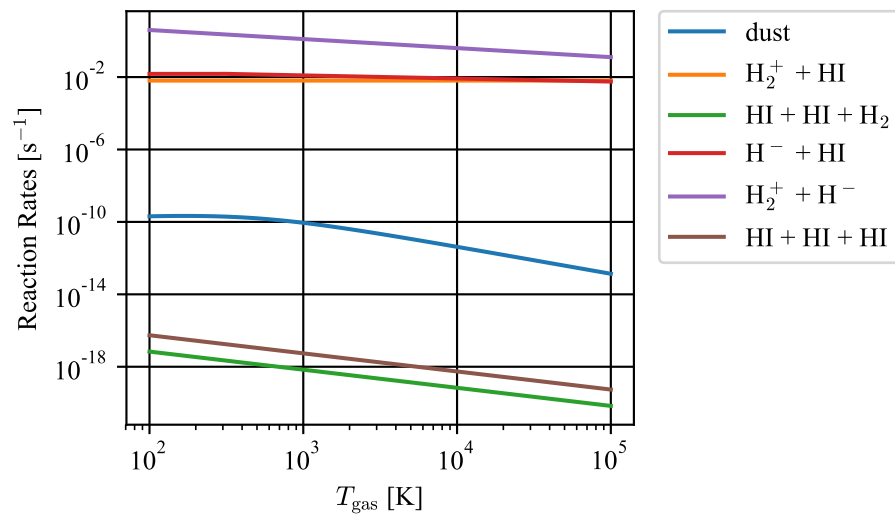


図 3.5: ガス温度  $T_{\text{gas}}$  を横軸として  $\text{H}_2$  生成反応の反応係数を示す。ダスト温度は  $T_{\text{dust}} = 10 \text{ K}$  とした。(青) ダスト上での  $\text{H}_2$  生成 (オレンジ)  $\text{H}_2^+ + \text{H} \longrightarrow \text{H}_2 + \text{H}^+$  (緑)  $\text{H} + \text{H} + \text{H}_2 \longrightarrow 2\text{H}_2$  (赤)  $\text{H}^- + \text{H} \longrightarrow \text{H}_2 + \text{e}^-$  (紫)  $\text{H}_2^+ + \text{H}^- \longrightarrow \text{H}_2 + \text{H}$  (茶)  $\text{H} + \text{H} + \text{H} \longrightarrow \text{H}_2 + \text{H}$  に対応している。

- H<sub>2</sub> 解離と H<sub>2</sub> pumping

H<sub>2</sub> のエネルギー準位を図 3.6 に示す。LW 光子によって H<sub>2</sub> は電子励起状態に遷移される。

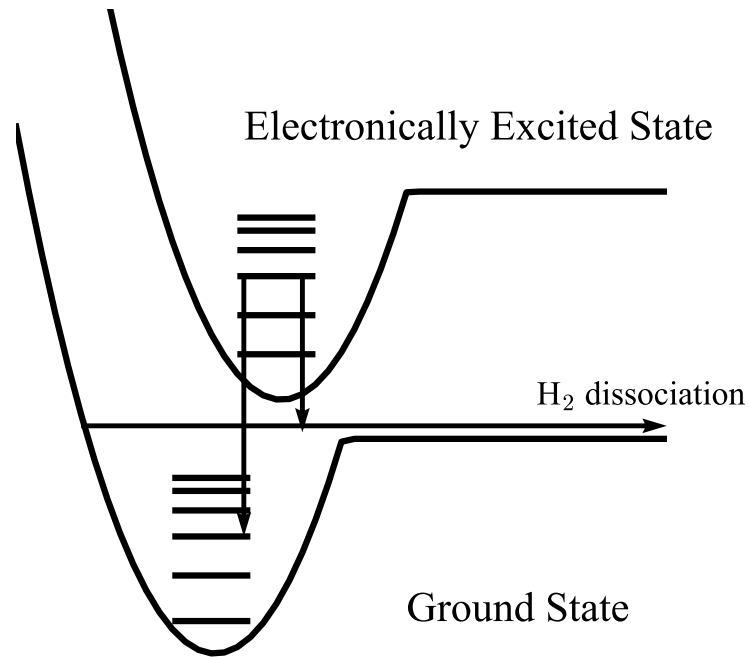


図 3.6: H<sub>2</sub> のエネルギー準位の模式図を示す。LW 光子によって電子基底状態から電子励起状態に励起される。励起された H<sub>2</sub> は電子基底上体の振動励起状態に遷移する。その際に ~10% は不安定な  $v > 14$  の振動状態に遷移するため HI 原子 2 つに解離する。HI が持つ運動エネルギーから、1 回の解離につき 0.4 eV がガス加熱に寄与する。残りの ~90% は  $v < 14$  の振動状態に遷移する。自然放射、衝突脱励起を通して振動基底状態に遷移する。衝突脱励起が加熱に寄与する。

電子励起状態に励起された H<sub>2</sub> は赤外線や UV を放出しながら電子基底状態のうち振動励起状態に遷移する。特に、励起された H<sub>2</sub> のうち 10% が振動準位 ( $v > 14$ ) を持つ不安定な状態に遷移する。このとき H<sub>2</sub> は分解し HI 原子 2 つになり、これを H<sub>2</sub> 解離と呼ぶ。光解離の反応係数は、光学的厚み、H<sub>2</sub> 量と準位分布に依存する。ここで、 $\text{H}_2 + \text{FUV} \rightarrow \text{H}_2^+ + \text{e}^-$  の反応には 15 eV 必要であるから、HII 領域外側の HI で満たされている領域では起こらない。Tielens and Hollenbach (1985) から、H<sub>2</sub> 解離率を次のように計算する。

$$R_{\text{H}_2, \text{diss}} = 3.4 \times 10^{-10} f_{\text{shield}} G_0 e^{-2.5A\nu} \text{ s}^{-1}$$

ここで、 $f_{\text{shield}}$  は水素分子による自己遮蔽効果を示す。また、 $G_0$  は Habing Flux と呼ばれ、FUV 放

射のエネルギーを表す。次のように定義される。

$$G_0 = \frac{u(6 - 13.6 \text{ eV})}{5.29 \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-3}}$$

太陽近傍では  $G_0 \sim 1$  である。

電子励起状態から電子基底状態の振動励起状態 ( $v \leq 14$ ) に遷移する場合を  $\text{H}_2$  pumping と呼ぶ。 $\text{H}_2$  は 14 個の振動励起状態が存在し、それぞれの持つエネルギーによって反応係数が異なる。これまで、 $\text{H}_2$  pumping を取り入れた多くの研究では簡単のために  $v = 6$  の振動励起状態を用いてきた (Tielens and Hollenbach, 1985; Wang and Goodman, 2017)。本研究でも、 $\text{H}_2$  の振動励起状態は  $v = 6$  としてシミュレーションに取り入れる。 $\text{H}_2$  の振動励起状態を  $\text{H}_2^*$  と書き表すことにする。このとき、FUV 放射による  $\text{H}_2$  pumping の反応係数は次のように与えられる。

$$R_{\text{H}_2, \text{pump}} = 3.4 \times 10^{-10} f_{\text{shield}} G_0 e^{-2.5A_v} \text{ s}^{-1}$$

$\text{H}_2^*$  から様々な過程を通じて  $\text{H}_2$  に脱励起する。本研究では 4 つの過程を取り入れる。

$\text{H}_2^*$  が FUV によって 2 つの  $\text{H}_1$  に解離されることがある。その反応係数は次のように与えられる (Tielens and Hollenbach, 1985)。

$$R_{\text{H}_2^*, \text{diss}} = 10^{-11} f_{\text{shield}} G_0 e^{-2.5A_v} \text{ s}^{-1}$$

1 回の反応で 0.4 eV 分がガス加熱に寄与する。

$\text{H}_2^*$  は  $\text{H}_2$  または  $\text{H}_1$  と衝突して基底状態の  $\text{H}_2$  に戻る。Wang and Goodman (2017) から反応係数はそれぞれ次のように書ける。

$$k_{\text{de}, \text{H}} = 1.8 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \times \left( \frac{T_{\text{gas}}}{\text{K}} \right)^{1/2} \exp \left( -\frac{1000 \text{ K}}{T_{\text{gas}}} \right)$$

$$k_{\text{de}, \text{H}_2} = 2.3 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \times \left( \frac{T_{\text{gas}}}{\text{K}} \right)^{1/2} \exp \left( -\frac{18000 \text{ K}}{T_{\text{gas}} + 1200 \text{ K}} \right)$$

これら一回の反応によって、2.6 eV 分がガス加熱に寄与する。よって、 $\text{H}_2^*$  の衝突脱励起に伴う加熱率は次のように計算することができる。

$$\Gamma = [n(\text{H})k_{\text{de}}(\text{H}) + n(\text{H}_2)k_{\text{de}}(\text{H}_2)]n(\text{H}_2^*) \times 4.17 \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$$

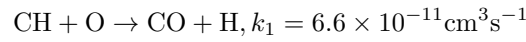
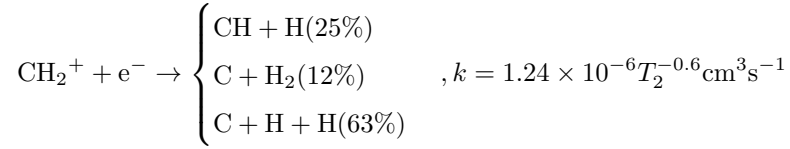
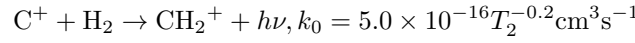
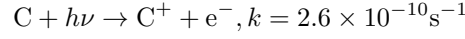
$\text{H}_2^*$  は自然放射によって  $\text{H}_2$  振動基底状態に戻る。その時の係数は次のように与えられる (Tielens and Hollenbach, 1985)。

$$A(\text{H}_2^*) \simeq 2.0 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$$

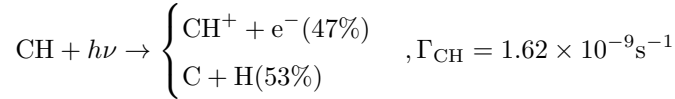
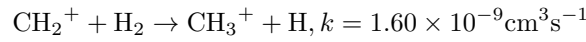
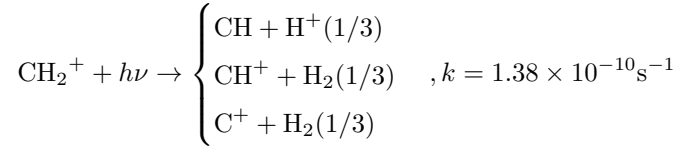
1 回の自然放射で  $4.17 \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$  のエネルギー放出があるので加熱率は自然放射によってエネルギーが放射されるが、吸収されることはなく、ガス加熱には寄与しない。

- CO formation

CO はガス中で  $C^+$ ,  $CH_2^+$ ,  $CH$  を通して生成される。その反応式は以下のように書ける。



$CH_2^+$ ,  $CH$  に関してはこれ以外にも以下のような反応をするので計算に加える必要がある。



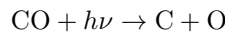
これらの反応を全て実装すると計算量が多く時間がかかる。 $CH_2^+$  は生成された後すぐに  $e^-$  と反応して  $CH$  となるとする。 $CH$  の数密度変化について次のような式がたてられる。これらの反応で平衡が成立しているとする両辺の値が 0 となる。

$$\begin{aligned} \frac{d[CH]}{dt} &= k_0[C^+][H_2] - k_1[CH][O] - \Gamma_{CH}[CH] = 0 \\ \therefore [CH] &= \frac{k_0[C^+][H_2]}{k_1[O] + \Gamma_{CH}} \end{aligned}$$

ここで求めた  $[CH]$  を用いると CO の生成率は次のようにまとめられる。

$$\begin{aligned} R_{CO} &= k_1[CH][O] \\ &= k_0 n_{C^+} n_{H_2} \frac{k_1 n_O}{k_1 n_O + \Gamma_{CH}} \end{aligned} \quad (3.11)$$

- CO destruction CO は photodissociation によって破壊される。



$H_2$  の光解離と同様に自己遮蔽によって放射強度が変わる。自己遮蔽は CO,  $H_2$ , ダストの影響を考慮する必要があるため、

$$f_{\text{shield}} = \Theta_1(N_{CO})\Theta_2(N_{H_2})\Theta_3(N_{Av})$$

と書き直すことができる。放射強度も含めた CO の解離率は以下ようになる。

$$R_{CO, \text{diss}} = 1.0 \times 10^{-10} G_0 n_{CO} \Theta_1(N_{CO})\Theta_2(N_{H_2})\Theta_3(N_{Av}) \text{s}^{-1} \quad (3.12)$$



### 3.3.4 加熱過程

本研究で考慮した加熱過程について説明する。

- EUV による水素電離に伴う加熱

水素電離には  $h\nu_1 = 13.6 \text{ eV}$  のエネルギーが必要である。HII 領域では、光電離が加熱源、再結合に伴う放射が冷却源として働き全体として温度平衡が成立している。光電離による加熱では、1 回の電離によって、平均して  $h(\bar{\nu} - \nu_1)$  の運動エネルギーを電子が得る。よって、求める加熱率  $\Gamma_{\text{EUV}} [\text{erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}]$  は  $\sigma_{\text{H}}$ 、 $F$  の振動数依存性を考えない場合、次のようになる。

$$\Gamma_{\text{EUV}} = y_{\text{HI}} n_{\text{H}} \sigma_{\text{H}} F h(\bar{\nu} - \nu_1)$$

一方で、 $F$  の振動数依存性を考える場合には以下のようにになる。

$$\Gamma_{\text{EUV}} = \int_{\nu_1}^{\infty} y_{\text{HI}} n_{\text{H}} \sigma_{\text{H},\nu} F_{\nu} h(\nu - \nu_1) d\nu$$

再結合 ( $\text{H}^+ + \text{e}^- \rightarrow \text{H} + \gamma$ ) が起こると光としてエネルギーが放出される。ここで出た光が再び吸収されることなく系の外に出ていくことがある。このとき、系全体としてはエネルギーを失ったことになるので、ガス冷却となる。電子の運動エネルギーは  $\frac{3}{2} k_{\text{B}} T_{\text{gas}}$  で表される。EUV によって温められたガスの温度は  $\sim 10^4 \text{ K}$ 、となるので代入すると運動エネルギーは  $1.29 \text{ eV}$  と得られる。HII が再結合するとき、束縛エネルギーと電子が持っていた運動エネルギーが放出される。束縛エネルギーは HI のエネルギー準位によって異なっている。量子数  $n$  の束縛エネルギーは次のように書くことができる。

$$E_n = -\frac{me^4}{2(4\pi\epsilon_0\hbar)^2} \frac{1}{n^2} = -\frac{13.6}{n^2} \text{ eV}$$

量子数  $n = 1$  へ遷移する場合  $13.6 \text{ eV}$ 、量子数  $n = 2$  へ遷移する場合  $3.4 \text{ eV}$  の束縛エネルギーが放出される。

HII 領域で自由電子が HII と再結合するとき、 $\frac{1}{3}$  が量子数  $n = 1$  に遷移し、 $13.6 + 1.29 = 14.9 \text{ eV}$  のエネルギーが放出される。このエネルギーはすぐに周りの HI に吸収されて電離に用いられる。その他の  $\frac{2}{3}$  はまず量子数  $n \geq 2$  の準位に結合し、放射によってエネルギー放出しながら段々と下の準位に移動する。その過程で長い波長を持つ光を放出する。H $\alpha$  を含むこれらの光は吸収されることなく系から流出し、ガスの冷却源となる。冷却率については次の節で詳細にまとめる。

HI、HII、 $\text{e}^-$  のみの系について、電離平衡と温度平衡が成立している場合のガス温度を計算する。冷却率は定数  $\beta$  を使って  $\beta k_{\text{B}} T_{\text{gas}} n_{\text{H}}^2 (1 - y_{\text{HI}})^2 \alpha(T_{\text{gas}})$  と表せるとする。電離平衡が成立しているので  $y_{\text{HII}} = 1 - y_{\text{HI}}$  が成立している。温度平衡に達しているので、加熱率と冷却率が等しくなっている。以上から、加熱率・冷却率について次の式が得られる。

$$y_{\text{HI}} n_{\text{H}} \sigma_{\text{H}} F h(\bar{\nu} - \nu_1) = \beta k_{\text{B}} T_{\text{gas}} n_{\text{H}}^2 (1 - y_{\text{HI}})^2 \alpha(T_{\text{gas}})$$

これを解くと

$$T_{\text{gas}} = \frac{h(\bar{\nu} - \nu_1)}{\beta k_{\text{B}}}$$

となる。

$\beta = \frac{3}{2}$  とし、実際に O 型星、B 型星周りのガス温度を見積もる。O 型星では表面温度が  $T_{\text{gas}} = 30000 \text{ K}$  で、EUV の平均エネルギーが  $h\bar{\nu} \sim 17 \text{ eV}$  であるとする。このとき、ガス温度は次のように計算することができる。

$$T_{\text{gas}} \simeq 59300 \text{ K}$$

B 型星では表面温度が  $T_{\text{gas}} = 10000 \text{ K}$  であるとする。ここから O 型星と同様に計算すると

$$T_{\text{gas}} \simeq 17400 \text{ K}$$

が得られる。以上から、星周りのガスは、中心星からの電離光子の放射によって星の表面温度より高温に温められる。

次に  $\sigma_{\text{H}}$ 、 $F_{\nu}$  が振動数依存性をもつ場合について考える。光電離率と再結合率の釣り合いから、次の関係式が得られる。

$$\int_{\nu_1}^{\infty} y_{\text{HI}} n_{\text{H}} \sigma_{\text{H},\nu} F_{\nu} d\nu = n_{\text{H}}^2 (1 - y_{\text{HI}})^2 \alpha(T_{\text{gas}})$$

また、加熱率と冷却率の釣り合いから、

$$\int_{\nu_1}^{\infty} y_{\text{HI}} n_{\text{H}} \sigma_{\text{H},\nu} h(\nu - \nu_1) F_{\nu} d\nu = \beta k_{\text{B}} T_{\text{gas}} n_{\text{H}}^2 (1 - y_{\text{HI}})^2 \alpha(T_{\text{gas}})$$

が得られる。よって、以上をまとめると次のようにガス温度を計算することができる。

$$T_{\text{gas}} = \frac{\int_{\nu_1}^{\infty} h(\nu - \nu_1) \sigma_{\text{H},\nu} F_{\nu} d\nu}{\beta k_{\text{B}} \int_{\nu_1}^{\infty} \sigma_{\text{H},\nu} F_{\nu} d\nu}$$

- ダスト光電加熱

ダスト光電加熱とは、FUV が星間物質中の小さい微粒子や PAH で光電効果によって電子を放出させ、その電子が熱化されることでガスを加熱することである。電子はプラスの電荷を持った星間微粒子のクーロンポテンシャルを通り抜けガス層に入る。星間微粒子や PAH の電荷が大きいほどポテンシャルエネルギーが大きくなり、電子が通り抜けにくくなる。よって、ダスト光電加熱においてダストの電荷は重要なパラメータとなる。光電効果によってダスト微粒子から電子が放出される割合は Draine (2011) から次のように書くことができる。

$$\left( \frac{dN}{dt} \right) = \int d\nu \frac{u_{\nu} c}{h\nu} \pi a^2 Q_{\text{abs}} Y_{\text{pe}}$$

$d\nu \frac{u_{\nu} c}{h\nu}$  は単位面積あたり周波数  $[\nu, d\nu]$  のエネルギーを持つ光子数、 $\pi a^2 Q_{\text{abs}}$  はダストの吸収断面積を表す。電子が抜けてガス層まで到達する割合を  $Y(h\nu, a, U)$  とした。  $Y(h\nu, a, U)$  は光子のエネルギー  $h\nu$ 、ダストサイズ  $a$ 、ダストのクーロンポテンシャル  $U$  によって異なる。計算によって、光子のエネルギーが高く、ダストサイズが小さいほど  $Y$  が大きく、ダスト光電加熱が効率的であることが示唆されている (Draine and Bertoldi, 1996; Weingartner et al., 2006)。大きいダスト微粒子の場合電子は微粒子を離れる前に衝突するため、結果的に電子は放出されない。

ダスト光電加熱に効果的な PAH の半数はサイズが  $15\text{-}100 \text{ \AA}$  である。本研究では、MRN 分布に従ったサイズ分布を持つダスト成分を仮定し、以下のようにダスト光電加熱による加熱率  $\Gamma_{\text{PE}}$  を計算する (Bakes and Tielens, 1994)。

$$\Gamma_{\text{PE}} = 10^{-24} \epsilon G_0 n_{\text{HI}} (Z/Z_{\odot}) (D/0.01)$$

$$\epsilon = \left[ \frac{4.87 \times 10^{-2}}{1 + 4 \times 10^{-3} (G_0 \sqrt{T_{\text{gas}}/n_e})^{0.73}} + \frac{3.65 \times 10^{-2} (T_{\text{gas}}/10^4 \text{ K})^{0.7}}{1 + 2 \times 10^{-4} G_0 \sqrt{T_{\text{gas}}/n_e}} \right]$$

また、小さいダストはガスと一緒に運動すると仮定して、一流体として扱う。

- H<sub>2</sub> 解離に伴う加熱

FUV 放射によって電子励起状態に励起された H<sub>2</sub> のうち約 10% は 2 つの H<sub>I</sub> に解離する。1 回 0.4 eV のエネルギーがガスに与えられる。

- H<sub>2</sub>\* の衝突脱励起に伴う加熱

FUV 放射によって電子励起状態に励起された H<sub>2</sub> のうち約 90% は脱励起して基底状態の H<sub>2</sub> に戻る。衝突脱励起の場合、1 回 2.6 eV のエネルギーがガスに与えられる。前節では、実際に H<sub>2</sub> の振動励起状態  $v = 6$  を H<sub>2</sub>\* を化学種として導入し、衝突脱励起、FUV 放射による解離に伴う加熱を計算した。Röllig et al. (2006); Kuiper et al. (2010); Gressel et al. (2020) では主要な脱励起過程が変わる臨界密度を用いることで、H<sub>2</sub> pumping による加熱率のみを計算した。Kuiper et al. (2010) に従って、H<sub>2</sub>\* を用いずに次のように加熱率が与えられる。

$$\Gamma_{\text{H}_2^*} = n_{\text{H}_2} \frac{\chi P_{\text{tot}} \Delta E_{\text{eff}}}{1 + [A_{\text{eff}} + \chi D_{\text{eff}}] / [\gamma_{\text{eff}} n]},$$

$\chi$  は FUV 放射強度を表す。 $P_{\text{tot}}$  と  $n$  はそれぞれ FUV による H<sub>2</sub>\* 生成率と数密度を表す。 $\Delta E_{\text{eff}}, A_{\text{eff}}, D_{\text{eff}}, \gamma_{\text{eff}}$  は実効的な H<sub>2</sub> pumping に必要なエネルギー、自然放射の反応係数、H<sub>2</sub>\* の解離率、衝突脱励起の反応係数を表し、それぞれの値は  $P_{\text{tot}} \Delta E_{\text{eff}} = 9.4 \times 10^{-22} \text{ erg s}^{-1}$ ,  $A_{\text{eff}} = 1.9 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ ,  $D_{\text{eff}} = 4.7 \times 10^{-10} \text{ s}^{-1}$  and  $\gamma_{\text{eff}} = 5.4 \times 10^{-13} \sqrt{T_{\text{gas}}} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-3}$  である (Röllig et al., 2006; Gressel et al., 2020)。この手法を用いることで計算時間を 2/3 に削減することができた。

- X 線加熱

X 線は様々な元素をイオン化する。断面積は元素によってそれぞれ異なる。本研究では、H<sub>I</sub> と H<sub>2</sub> による加熱のみを考慮する (Nakatani et al., 2018b)。

### 3.3.5 冷却過程

本研究で考慮した冷却過程について説明する。

- 断熱冷却

ガスは等温変化からずれるとき、断熱冷却によって温度が下がる。このときの冷却率は

$$\Lambda_{\text{adi}} = -P \frac{d}{dt} \frac{1}{\rho}$$

- 水素再結合に伴う冷却

H<sub>II</sub> が再結合し、H<sub>I</sub> に戻るのに伴って再結合線が放射される。再結合した H<sub>I</sub> の準位に応じて放射されるエネルギーは異なる。2/3 の H<sub>I</sub> は  $n \geq 2$  の準位に遷移する。この過程に伴い、可視光より長い波長で放射され、系から流出する。そのためガス冷却につながる。様々な準位に遷移する場合について得た計算結果を近似することで冷却率が与えられる (Abel et al., 1997)。

$$\Lambda_{\text{recomb}} = \frac{2}{3} k_B T_{\text{gas}} R_{\text{rec}} n_e n_{\text{HII}}$$

$R_{\text{rec}}$  は付録 A に示す。

- Lyman  $\alpha$  放射に伴う冷却

衝突によって励起された H I は放射を伴って脱励起する。この放射が吸収されず系から流出するとき、ガス冷却となる。本研究では特に Lyman  $\alpha$  輝線を放射する場合の冷却を考慮に入れる。この過程による冷却率は以下のように与えられる (Anninos et al., 1997)。

$$\Lambda_{\text{Ly}\alpha} = \frac{7.5 \times 10^{-19} e^{-118348 \text{ K}/T_{\text{gas}}}}{1 + \sqrt{T_{\text{gas}}/10^5 \text{ K}}} n_e n_{\text{HI}}$$

- ダスト/ガス衝突冷却

円盤中のガスとダストは異なる温度分布を持つ。そのため、ガスとダストが衝突することで熱がやりとりされ、ガス温度、ダスト温度が変わる。このときガス温度の冷却率は次のように与えられる (Yorke and Welz, 1996)。

$$\Lambda_{\text{dust}} = -4\pi a^2 c_s n_{\text{HI}} \left( \frac{\rho_{\text{dust}}}{m_{\text{dust}}} \right) k_B (T_{\text{gas}} - T_{\text{dust}}) (Z/Z_{\odot})$$

- O I 輝線冷却

O I の微細構造遷移に伴う放射による冷却を取り入れる。Nakatani et al. (2018a) に従い、各準位間の遷移を考慮する。

- C II 輝線冷却

O I 輝線冷却と同様に、C II の微細構造遷移に伴う冷却を取り入れる。

- H<sub>2</sub> 分子冷却

H<sub>2</sub> は振動回転遷移によってエネルギー状態が変わる。本研究では、Galli and Palla (1998) に従って H<sub>2</sub> 分子冷却を計算する。

- CO 分子冷却

H<sub>2</sub> 分子冷却と同様に Omukai et al. (2010) に従って CO 回転振動遷移に伴う冷却率を計算する。

### 3.4 計算設定

本研究では Nakatani et al. (2018a,b) に従い、中心星からの放射を考慮した輻射流体計算と非平衡熱化学を同時に整合的に計算する。円盤の軸対称を仮定し、2次元極座標系  $(r, \theta)$  を用いて光蒸発シミュレーションを遂行する。これまでをまとめると、解くべき方程式は以下のようになる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial(\rho v_r)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v_r \mathbf{v}) = -\frac{\partial P}{\partial r} - \rho \frac{GM}{r^2} + \rho \frac{v_\theta^2 + v_\phi^2}{r}, \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial(\rho v_\theta)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v_\theta \mathbf{v}) = -\frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} - \rho \frac{v_r v_\theta}{r} + \rho \frac{v_\phi^2}{r} \cot \theta, \quad (3.15)$$

$$\frac{\partial(\rho v_\phi)}{\partial t} + \nabla^l \cdot (\rho v_\phi \mathbf{v}) = 0, \quad (3.16)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot H \mathbf{v} = -\rho v_r \frac{GM}{r^2} + \rho(\Gamma - \Lambda), \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial n_{\text{HY}i}}{\partial t} + \nabla \cdot (n_{\text{HY}i} \mathbf{v}) = n_{\text{H}} R_i. \quad (3.18)$$

最初の式が連続の式である。次の3式がオイラー方程式の各成分に対応する。円盤の角運動量変化を計算するため、 $\phi$ 成分についてもオイラー方程式を解く。5式目が流体のエネルギー方程式である。最後が移流を考慮した化学反応式である。

シミュレーション中では H I、H II、 $\text{H}_2$ 、 $\text{H}_2^+$ 、 $\text{e}^-$ 、C II、O I、CO の8種の化学種を考慮する。COの解離によって生成された C I は放射によってすぐにイオン化されると仮定し、シミュレーションに加えない (Nelson and Langer, 1997; Richling and Yorke, 2000)。5.1節で行う計算では化学反応をアップデートして水素分子の励起状態  $\text{H}_2^*$ 、 $\text{H}^-$  と He を加える。また、5.2節では計算量を削減するため、 $\text{H}_2^*$  を除く。C 原子のガス中アバundanceを  $y_{\text{C}} = 0.927 \times 10^{-4}$ 、O 原子のガス中アバundanceを  $y_{\text{O}} = 3.568 \times 10^{-4}$  とする。

加熱過程として EUV によるイオン化に伴う加熱、X線による各種元素のイオン化に伴う加熱、FUV によるダスト光電加熱を取り入れる (Bakes and Tielens, 1994)。冷却過程としてダスト/ガス衝突冷却 (Yorke and Welz, 1996)、C II と O I の微細構造線による冷却、 $\text{H}_2$  と CO の輝線冷却、Lyman  $\alpha$  線による冷却、水素の放射性再結合に伴う冷却を取り入れる。5.1節以降で行う計算では化学反応をアップデートし、 $\text{H}_2$  pumping に伴う加熱、FUV による  $\text{H}_2$  解離に伴う加熱を加える。

ダスト温度は中心星からの放射を考慮し、ガス温度と同時に整合的に計算する。ダスト/ガス質量比  $\mathcal{D} = 10^{-2}$  と設定した場合には、あらかじめ輻射輸送方程式を解きダスト温度を中心星からの距離と柱密度の関数として用意しておくことで整合的に計算する。ダスト/ガス質量比をパラメータとして変えた場合にはガス温度と同時にダスト温度を自己整合的に解く。中心星からの直接放射に対してはレイトレーシング法を用い、拡散されてダストに届く成分については拡散近似法 (Flux Limited Diffusion; FLD) 近似を用いて計算する (Kuiper et al., 2010; Kuiper and Klessen, 2013; Kuiper et al., 2020)。FLD 法では、光学的に厚い円盤部分での光が拡散に従って移動すると仮定する。定常状態では、放射からガスが得るエネルギー勾配は放射の向きに平行になり、計算量を減らすことができる。

本研究のシミュレーションでは年齢  $\sim 1 \text{ Myr}$  の星・円盤系を仮定する。4.1節では中心星質量をパラメータとして  $M_* = 0.5, 0.7, 1, 1.7, 3, 7 M_\odot$  の6通りに変化させる。このときダスト/ガス質量比は  $\mathcal{D} = 10^{-2}$  で一定とする。各中心星質量の星に対する EUV/FUV/X線光度は Gorti and Hollenbach (2009) を参考に表 3.2 のように設定する。EUV/X線は星表層の彩層から放射されると仮定し、観測から決定する。FUVに

表 3.2: 本研究で用いたパラメータセット

$M_*$ ( $M_\odot$ )	$\log\phi_{\text{EUV}}$ [ $\text{s}^{-1}$ ]	$\log L_{\text{FUV}}$ [ $\text{erg s}^{-1}$ ]	$\log L_{X\text{-ray}}$ [ $\text{erg s}^{-1}$ ]
0.5	40.1	30.9	29.8
0.7	40.5	31.3	30.2
1.0	40.7	31.7	30.4
1.7	41.0	32.3	30.7
3.0	39.0	32.9	28.7
7.0	44.1	36.5	30.8

関しては彩層に加え降着によるエネルギー放射両方を考慮に加える。Muzerolle et al. (2003) は観測によって得られた  $\text{H}\alpha$  輝線のスペクトル幅から降着率を見積もった。その結果、低質量星の降着率は  $\dot{M}_{\text{acc}} \propto M_*^2$  に従って中心星質量とともに増加することを明らかにした。Calvet and Gullbring (1998); Gullbring et al. (1998) から降着による FUV 光度は降着率に比例することが明らかになっていることと組み合わせて各中心星質量の場合の FUV 光度を決定する。表 3.2 で設定した光度を基準パラメータとし、以降  $\phi_{\text{EUV},M_*}$ 、 $L_{\text{FUV},M_*}$ 、 $L_{X\text{-ray},M_*}$  ( $M_*$  は中心星質量) と表すことにする。

5.2 節ではダスト/ガス質量比を  $\mathcal{D} = 10^{-1}, 10^{-2}, 10^{-3}, 10^{-4}, 10^{-5}, 10^{-6}, 10^{-7}, 10^{-8}$  の 8 通りに変化させる。このとき中心星質量は  $M_* = 1 M_\odot$  で一定とする。ガス中の C、O のアバンダンスはそれぞれ  $y_{\text{C}} = 0.927 \times 10^{-4}$ 、 $y_{\text{O}} = 3.568 \times 10^{-4}$  で一定とする。

円盤サイズは  $R_{\text{in}} = 0.1 r_g < R < R_{\text{out}} = 20 r_g$  と設定する。6.2 節では円盤内側での光蒸発円盤質量  $M_{\text{disk}}$  は中心星質量の 3% と設定する Andrews and Williams (2005)。観測的に円盤質量は数桁のばらつきを持つことが明らかになっている。円盤質量の違いによる光蒸発過程への影響を調べるため、6.3 節では円盤質量を中心星質量の 0.1%、0.3%、1%、3%、10% に変えて計算を行う。

初期温度分布は

$$T_{\text{ini}} = 100 \text{ K} (R/0.1 r_g)^{-1/2}$$

とする。円盤の面密度分布を  $\Sigma(R) = \Sigma_g (R/r_g)^{-1}$  と仮定すると、円盤サイズ  $R_{\text{in}} \leq R \leq R_{\text{out}}$  を用いて円盤質量は次のように書くことができる。

$$M_{\text{disk}} = \int_{R_{\text{in}}}^{R_{\text{out}}} 2\pi R \Sigma(R) dR = 2\pi r_g \Sigma_g (R_{\text{out}} - R_{\text{in}}),$$

このとき、 $R_{\text{in}} \leq R \leq R_{\text{out}}$  の範囲内に円盤質量があるためには

$$\Sigma_g \simeq \frac{M_{\text{disk}}}{40\pi r_g^2} \simeq 27.1 \text{ g cm}^{-2} \left( \frac{M_*}{1 M_\odot} \right)^{-1}.$$

である必要がある。初期面密度分布はこのように設定する。計算時間は  $8.4 \times 10^3 (M_*/M_\odot) \text{ yr}$  と設定する。これは円盤外側  $r = 1 r_g$  でのケプラー回転周期の 10 倍に対応している。計算時間の設定は十分に長く、時間内に準定常状態になることを確かめた。

# 第4章 原始惑星系円盤の光蒸発：中心星質量依存性

## 4.1 中心星質量依存性

本セクションでは中心星質量をパラメータとした光蒸発シミュレーションに基づいて円盤の物理化学構造や質量損失プロファイルを示す。表 4.1 のようにパラメータを設定する。

表 4.1: パラメータ設定

$M_*$	$0.5 M_\odot, 0.7 M_\odot, 1 M_\odot, 1.7 M_\odot, 3 M_\odot, 7 M_\odot$
$\mathcal{D}$	$10^{-2}$
$\phi_{\text{EUV}}$	$\phi_{\text{EUV}, M_*}$
$L_{\text{FUV}}$	$L_{\text{FUV}, M_*}$
$L_{\text{X-ray}}$	$L_{\text{X-ray}, M_*}$
化学種	HII, HI, H <sub>2</sub> , H <sub>2</sub> <sup>+</sup> , CII, OI, CO, e <sup>-</sup>

中心星質量  $M_* = 0.5 - 7 M_\odot$  の場合のシミュレーションの時間平均スナップショットを図 4.1 に示す。シミュレーションの初期設定による影響を取り除くため、準定常状態に対応する 840 年から計算終了の 8400 年の間で時間平均をとる。図の下部に計算で用いたパラメータセットを [中心星質量  $M_*$ , ダスト-ガス質量比  $\mathcal{D}$ , EUV 光度  $\phi_{\text{EUV}}$ , FUV 光度  $L_{\text{FUV}}$ , X 線光度  $L_{\text{X-ray}}$ ] のように示す。

円盤表面からガスが流出している。中心星質量の大きい  $M_* = 7 M_\odot$  の星周りでは中心星からの強い放射によって円盤表面まで高温に温められている。

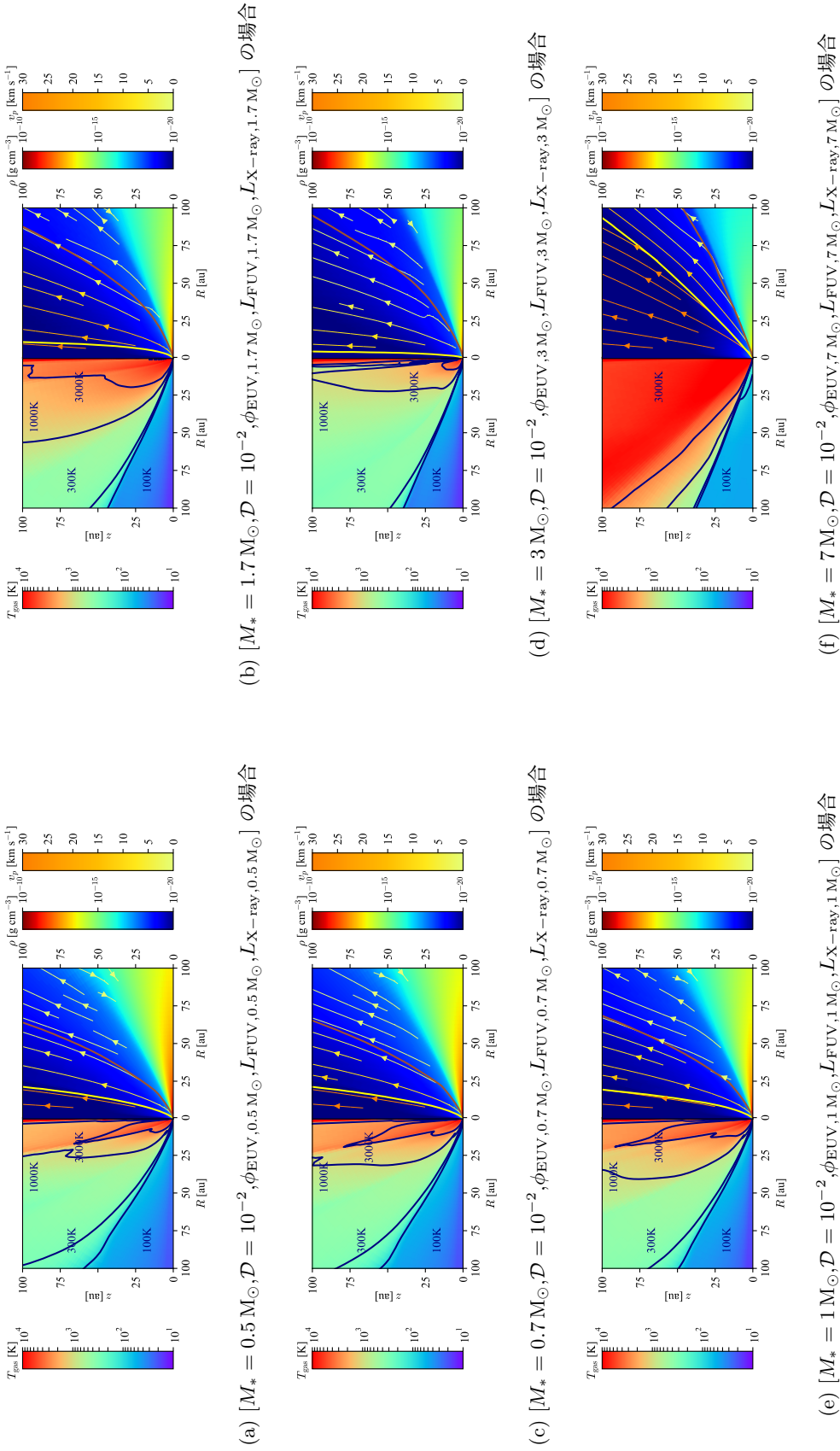


図 4.1: 中心星質量  $M_*$  = 0.5–7  $M_\odot$  の場合の時間平均をとったシミュレーションスナップショット。右側が密度構造、左側が温度分布を示している。青い等高線はガス温度がそれぞれ 100 K, 300 K, 1000 K となっている場所に対応している。右図のピンク線と赤線がそれぞれ  $y_{\text{HII}} > 0.5$ ,  $y_{\text{H}_2} > 0.25$  を示す等高線である。矢印がガス速度に対応している。特に  $M_* = 7 M_\odot$  の星周りでは広い範囲が  $T_{\text{gas}} \sim 3000$  K まで加熱されている。



## 4.1.1 化学構造と加熱過程

中心星質量  $M_* = 1 M_\odot$  周りについて、 $r = 10 r_g$  の線上で各化学種のアバダンスと加熱・冷却率を図 4.2 に示す。

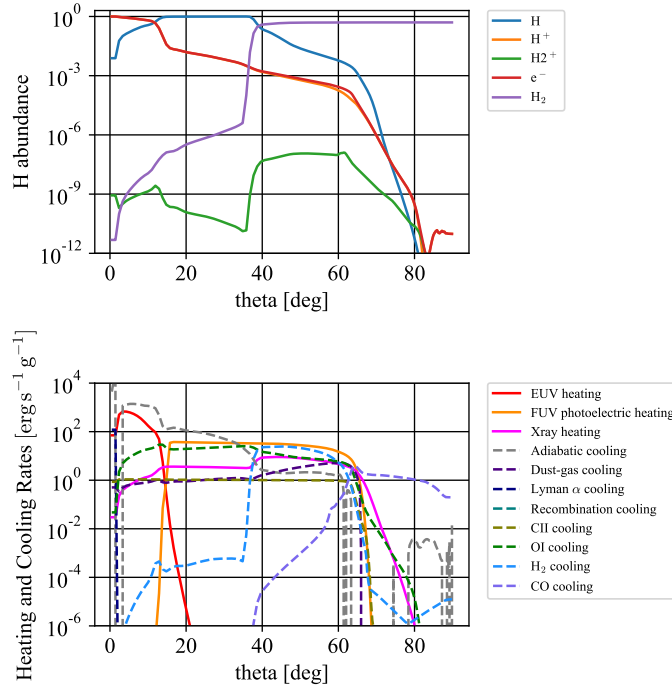


図 4.2:  $[M_* = 1 M_\odot, \mathcal{D} = 10^{-2}, \phi_{\text{EUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{FUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{X-ray}, 1 M_\odot}]$  の場合に、 $r = 10 r_g$  の線上で各化学種のアバダンスと加熱・冷却率を示す。 $\theta = 0 \text{ deg}$  が円盤垂直に上方向に対応する。 $\theta = 90 \text{ deg}$  が円盤赤道面を表す。 $\theta \sim 60 \text{ deg}$  がガスが流出している円盤面に対応している。ガス密度が低い  $\theta$  が小さい場所では HII 領域が形成されていた。それより円盤近くでは FUV によるダスト光電加熱が主な加熱源となっていた。

中心星からの EUV 放射によって中心星付近と極方向ではガスがイオン化されることで HII 領域が形成される。水素のイオン化に伴ってガスが加熱される一方で、断熱冷却が効率的に冷却して温度は  $T_{\text{gas}} \sim 3000 \text{ K}$  となっている。それより円盤近くでは水素原子が主に HI として存在する中性領域となっている。この範囲を HI 領域と呼ぶ。FUV によるダスト光電加熱が主な加熱源、OI 輝線冷却が主な冷却源となり、温度は  $T_{\text{gas}} \sim 1000 \text{ K}$  となっている。さらに  $\theta$  が大きい領域では H 原子は主に  $\text{H}_2$  の形で存在している。FUV によるダスト光電加熱が主な加熱源、 $\text{H}_2$  冷却が主な冷却源となっている。円盤の密度が高い領域ではダスト/ガス衝突冷却が主な冷却源となる。円盤赤道面部分は光学的に厚いため、円盤内部では EUV/FUV/X 線のどの波長の光も到達せず加熱されることはない。

中心星質量が  $M_* < 7 M_\odot$  の場合には  $M_* = 1 M_\odot$  の場合と化学構造が同じだった。中心星質量  $M_* = 7 M_\odot$  の星周りについて、 $r = 10 r_g$  の線上で各化学種のアバダンスと加熱・冷却率を図 4.3 に示す。強い放射によって HII 領域がより広がって分布していた。 $\text{H}_2$  解離面が円盤表面にまで分布し、より高温に温められていた。

光蒸発が起きている場所の境界は  $\text{H}_2$  の柱密度が  $N(\text{H}_2) = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  を満たしている場所に対応してい

た。この位置を光蒸発面とおくことにする。光蒸発面での FUV/X 線の加熱率の比を計算すると、中心星質量  $M_* = 0.5\text{--}1.7M_\odot$  の場合には 2-10 倍であるのに対して中心星質量  $M_* = 3\text{--}7M_\odot$  の場合には 1500 倍 FUV の加熱率が高い。このことから円盤表面は主に FUV によって加熱されていて、特に中心星質量  $M_* = 3\text{--}7M_\odot$  の場合にはその寄与が大きい。

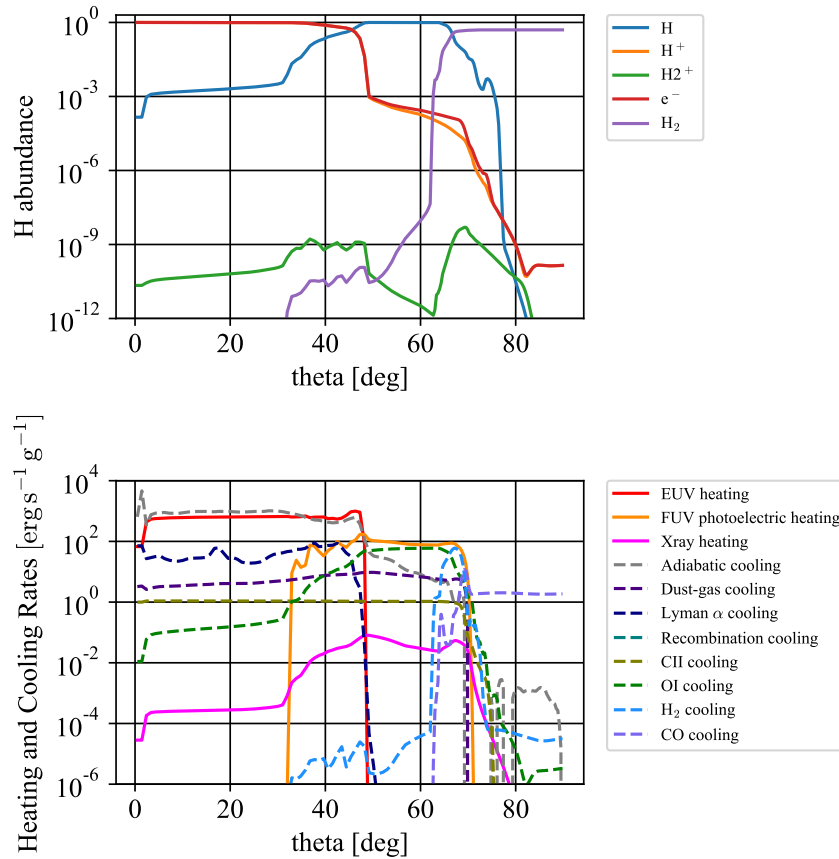


図 4.3:  $[M_* = 7M_\odot, \mathcal{D} = 10^{-2}, \phi_{\text{EUV}, 7M_\odot}, L_{\text{FUV}, 7M_\odot}, L_{\text{X-ray}, 7M_\odot}]$  の場合に、 $r = 10r_g$  の線上で各化学種のアバダンスと加熱・冷却率を示す。ガス密度が低い  $\theta$  が小さい場所では HII 領域が形成されていた。それより円盤近くでは FUV によるダスト光電加熱が主な加熱源となっていた。中心星質量が  $M_* = 7M_\odot$  の星周りでは強い放射によって HII 領域がより広がって分布していた。

## 4.1.2 質量損失率

中心星からの距離  $r = 20r_g$  に設定した球面から流出した質量を光蒸発による質量損失率として式 4.1 に従って計算する。

$$\dot{M} = \int_{S, \eta > 0} \rho \mathbf{v} \cdot d\mathbf{S}, \quad (4.1)$$

ここで  $\eta$  はエンタルピーであり、次のように表される。

$$\eta = \frac{1}{2}v_p^2 + \frac{1}{2}v_\phi^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1}c_s^2 - \frac{GM_*}{r} \quad (4.2)$$

$\eta > 0$  を満たし、中心星からのポテンシャルを上回る運動エネルギーを持つガスのみが中心星からのポテンシャルを振り切って円盤から流出すると仮定する。

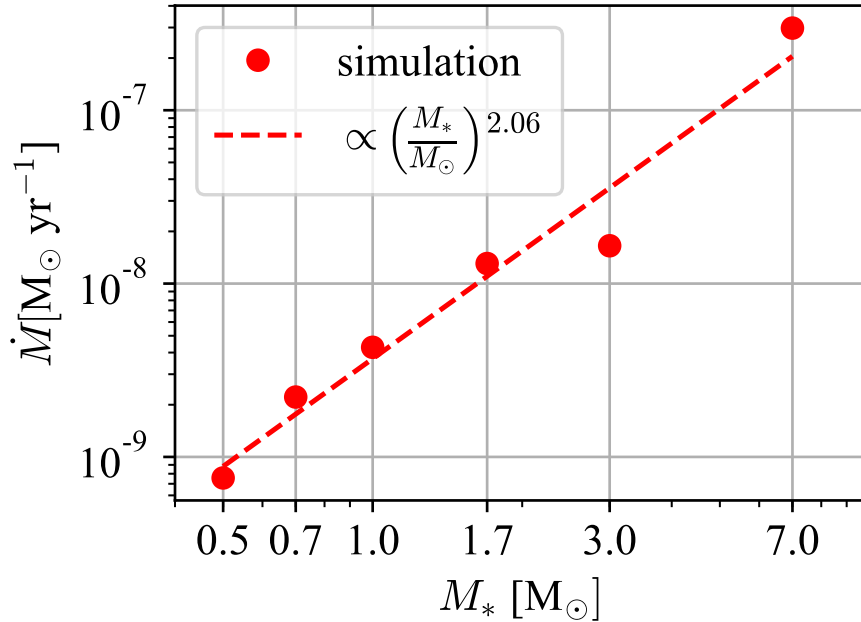


図 4.4: 各中心星質量における質量損失率を示す。点がシミュレーションから見積もった質量損失率を示し、点線がフィッティングに対応する。中心星質量とともに質量損失率は増加し、 $\dot{M} \propto M_*^{2.06}$  となっていた。

式 4.1 に従って計算した質量損失率を図 4.4 に示す。最小二乗法を用いてフィッティングを行う。その結果、

$$\dot{M}(r < 20r_g) \simeq 3.69 \times 10^{-9} \left( \frac{M_*}{M_\odot} \right)^{2.06} M_\odot \text{ yr}^{-1}$$

に従って光蒸発による質量損失率も増加する。このことから、中心星質量が大きくなるにつれて中心星光度が大きくなり光蒸発による質量損失率が増加する。

本シミュレーションでは計算範囲を  $0.1r_g < r < 20r_g$  に設定した。 $r_g$  は

$$r_g = \frac{GM_*}{(10 \text{ km s}^{-1})^2} \simeq 8.87 \text{ au} \left( \frac{M_*}{M_\odot} \right)$$

で表され、中心星質量に比例する。そのため、円盤サイズも中心星質量依存性を持つとする仮定が含まれている。質量損失率における円盤サイズの影響を除くため、全ての中心星質量の場合について  $r = 80$  au の球面から流出するガス質量が光蒸発流として質量損失率を再度計算する。その結果、

$$\dot{M}(r < 80 \text{ au}) \simeq 1.91 \times 10^{-9} \left( \frac{M_*}{M_\odot} \right)^{1.56} M_\odot \text{ yr}^{-1}$$

となる。円盤サイズの中心星質量依存性は質量損失率の中心星質量依存性に寄与している。同時に、同じ半径サイズとした場合にも質量損失率の中心星質量依存性の傾向は変わらないことを確かめた。

質量損失率の中心星質量依存性の原因についてより詳しく解析する。中心星質量によって光度が異なるため、中心星光度による質量損失への影響を考察する。EUV/FUV/X 線それぞれの光度を横軸として質量損失率を表示した結果を、図 4.5 に示す。中心星光度によって質量損失率はどのように変化するか、最小二乗法によってフィッティングすると

$$\dot{M} \propto (L_{\text{EUV}}/L_{\text{EUV},1M_\odot})^{0.38}$$

$$\dot{M} \propto (L_{\text{FUV}}/L_{\text{FUV},1M_\odot})^{0.43}$$

$$\dot{M} \propto (L_{\text{X-ray}}/L_{\text{X-ray},1M_\odot})^{0.33}$$

が得られた。EUV、X 線と比較して FUV 光度依存性が高い。FUV がダスト光電加熱を通して円盤表面を加熱することで光蒸発流を駆動している。特に中心星質量が  $M_* = 3\text{--}10 M_\odot$  の場合には星が表面に対流層を持たず、ダイナモ機構はなくなる。その場合、星表面の磁場活動がなくなることで X 線光度が低くなる。この影響で中心星質量が  $M_* = 3 M_\odot$  の X 線光度は低くなっているが、FUV 光電加熱が主な円盤加熱源であるため質量損失率にはあまり寄与しない。質量損失率の中心星質量依存性の原因を解明するため、6.4 節では光蒸発モデルを構築してより詳しい解析を行う。

### 4.1.3 円盤面密度損失率

円盤面密度とは

$$\Sigma(R) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(R, z) dz$$

で表され、中心星からの距離  $R$  の位置での円盤質量分布を示す。よって、 $\dot{\Sigma}(R)$  を計算することで円盤の質量損失が起きる場所を明らかにする。

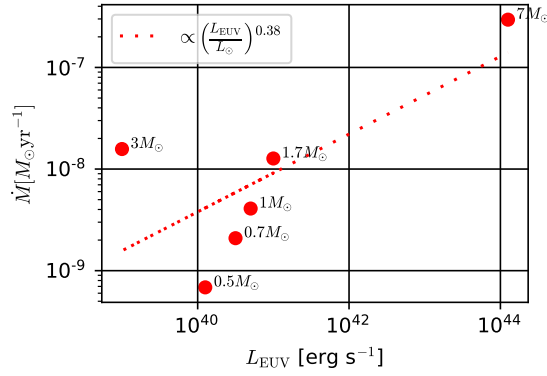
式 4.1 に従って  $r_{\text{out}}$  を変えて設定した場合の質量損失率を計算する。 $r_{\text{out}}$  に対する質量損失率の変化量から、それぞれの  $R$  での質量損失、つまり  $\dot{\Sigma}$  を計算する。全ての中心星質量の場合について計算した結果を図 4.6 に示す。

$R \sim 0.3\text{--}0.4 r_g$  で FUV による光蒸発流が流出しているピークがあった。それより内側では EUV による光蒸発流が駆動されていて、密度のピークが円盤面密度損失率のピークに対応していた。

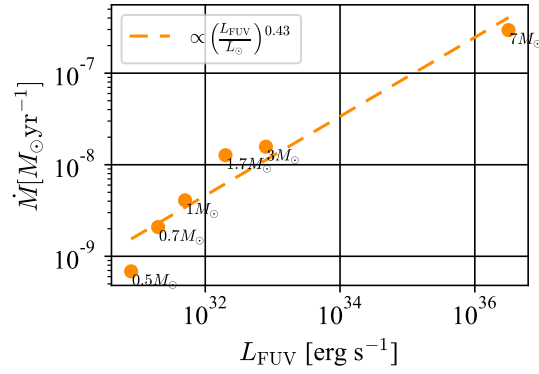
シミュレーションから計算した円盤面密度損失率について最小二乗法を用いて

$$\log_{10} \left( \frac{\dot{\Sigma}(R)}{1 \text{ g s}^{-1} \text{ cm}^{-2}} \right) = c_5 x^5 + c_4 x^4 + c_3 x^3 + c_2 x^2 + c_1 x + c_0$$

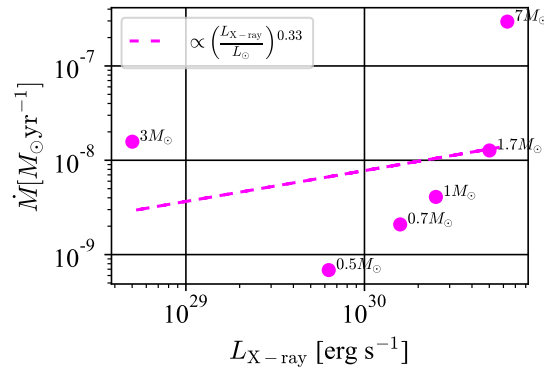
の形でフィッティングを行う。それぞれの係数については表 4.2 に示す。フィッティング結果から 1 次元円盤面密度シミュレーションを遂行し、円盤がどこで効果的に散逸するか明らかにしたいと考えている。求めた円盤面密度損失率から、円盤光蒸発が  $r_g$  より内側で起きていることが明らかになった。この点から本研



(a) EUV 光度を横軸にした場合の質量損失率を示す。中心星質量  $M_* = 3 M_\odot$  の場合が一番 EUV 光度が小さく、他は中心星質量が大きくなるにつれて質量損失率が大きくなった。



(b) FUV 光度を横軸にした場合の質量損失率を示す。中心星質量が大きくなるにつれて FUV 光度が高くなり、それによって質量損失率が大きくなった。



(c) X 線光度を横軸にした場合の質量損失率を示す。中心星質量  $M_* = 3 M_\odot$  の場合が一番 X 線光度が小さく、他は中心星質量が大きくなるにつれて質量損失率が大きくなった。

図 4.5: 中心星光度を横軸とした場合の質量損失率を示す。上から EUV、FUV、X 線の依存性を示す。EUV、X 線と比較して FUV 光度依存性が高いため、FUV が光蒸発に効果的であると考えられる。

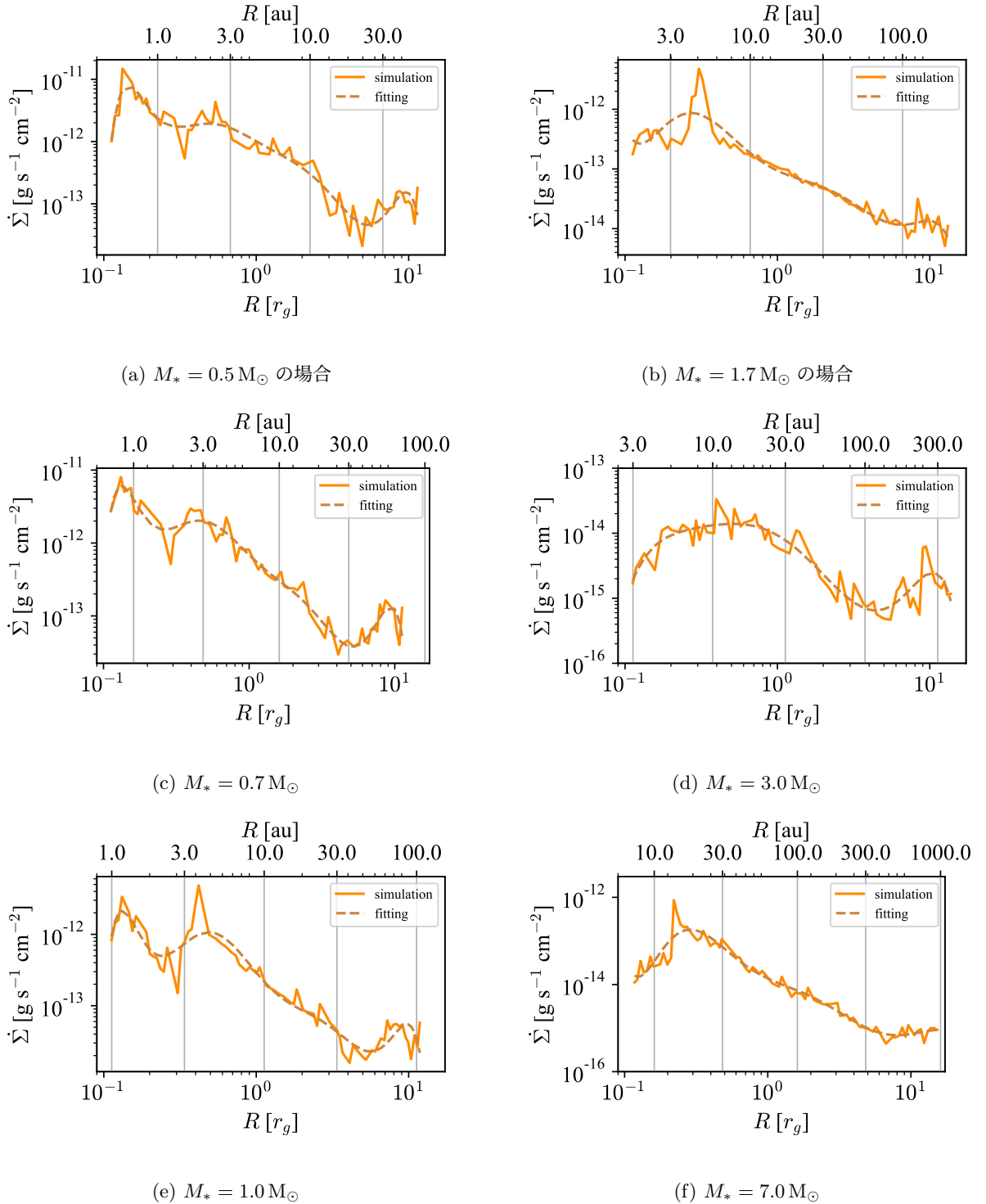


図 4.6: 中心星質量  $M_* = 0.5\text{--}7 M_\odot$  の場合の円盤面密度損失率  $\dot{\Sigma}$  を示す。点線がフィッティングを示す。

表 4.2: 円盤面密度損失率  $\dot{\Sigma}(R)$  の近似式の係数

$M_*$	$c_5$	$c_4$	$c_3$	$c_2$	$c_1$	$c_0$
0.5	1.06	-1.05	-0.236	0.570	-1.62	-12.7
0.7	0.693	-0.95	-0.038	0.678	-1.67	-12.6
1.0	0.131	-0.465	0.451	0.376	-1.67	-12.6
1.7	1.37	-1.41	-1.42	1.30	-1.06	-12.6
3.0	0.033	-0.786	0.786	0.557	-1.58	-13.1
7.0	0.594	-1.00	0.234	0.513	-1.85	-12.1

究においても光蒸発が起きる範囲が  $r_g$  で決まらないことが確かめられた。6.2 節では、計算領域をより中心星近くに設定して、計算領域による光蒸発過程への影響を考察する。

$\dot{\Sigma}$  では各  $R$  の位置について単位面積・単位時間あたりに流出する質量を計算した。実際には中心星からの距離が大きいほど円周が大きくなる。  $2\pi R^2 \dot{\Sigma}$  を計算することで実質的に質量損失に寄与する場所を明らかにする。その結果を図 4.7 に示す。

どの中心星質量の場合においても中心星からの距離が大きい場所で質量損失への寄与が大きくなる。よって、FUV 駆動の光蒸発は円盤外側を中心に質量損失を起こしていることを明らかにした。

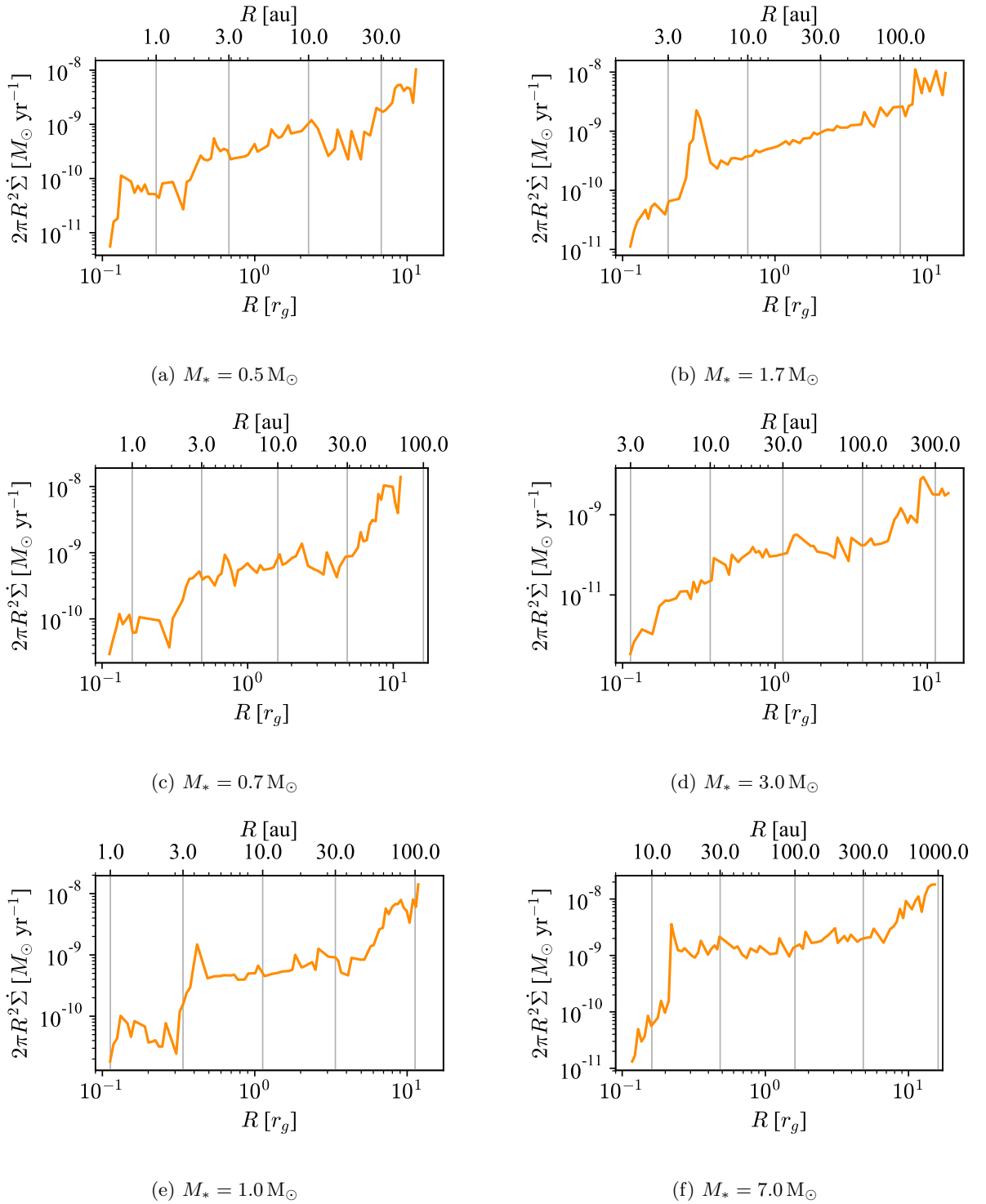


図 4.7: 中心星質量  $M_* = 0.5\text{--}7 M_\odot$  の場合について  $2\pi R^2 \dot{\Sigma}$  を示す。円盤の各部分からの質量損失への寄与を表す。点線がフィッティングを示す。



## 4.2 中心星光度依存性

前主系列星の光度は同じスペクトル型に対しても数桁異なることが観測的に明らかになっている。また、星年齢、磁気活動や降着率に依存して中心星光度が異なることが分かっている (Gullbring et al., 1998; Preibisch and Feigelson, 2005; Ingleby et al., 2011; Güdel et al., 2007; Yang et al., 2012; France et al., 2012; Vidotto et al., 2014; France et al., 2018, e.g.,)。Kunitomo et al. (2021) では星の光度進化計算を行い、中心星質量が  $M_* > 1.5 M_\odot$  の場合には 1-10 Myr にかけて X 線光度が  $\sim 10^4$  小さくなることを明らかにした。様々な中心星周りの円盤進化を考慮に入れるため、中心星質量が  $M_* = 0.5, 1, 3 M_\odot$  の場合について表 3.2 で示した EUV/FUV/X 線光度を基準パラメータとして、それぞれを 0.01 倍、0.1 倍、10 倍、100 倍に変えて光蒸発シミュレーションを遂行する。表 4.3 のようにパラメータを設定する。

表 4.3: パラメータ設定

$M_*$	$0.5 M_\odot, 1 M_\odot, 3 M_\odot$
$\mathcal{D}$	$10^{-2}$
$\phi_{\text{EUV}}$	$0.01\phi_{\text{EUV},M_*}, 0.1\phi_{\text{EUV},M_*}, \phi_{\text{EUV},M_*}, 10\phi_{\text{EUV},M_*}, 100\phi_{\text{EUV},M_*}$
$L_{\text{FUV}}$	$0.01L_{\text{FUV},M_*}, 0.1L_{\text{FUV},M_*}, L_{\text{FUV},M_*}, 10L_{\text{FUV},M_*}, 100L_{\text{FUV},M_*}$
$L_{\text{X-ray}}$	$0.01L_{\text{X-ray},M_*}, 0.1L_{\text{X-ray},M_*}, L_{\text{X-ray},M_*}, 10L_{\text{X-ray},M_*}, 100L_{\text{X-ray},M_*}$
化学種	HII, HI, H <sub>2</sub> , H <sub>2</sub> <sup>+</sup> , CII, OI, CO, e <sup>-</sup>

### 4.2.1 化学構造と加熱過程

中心星質量  $M_* = 1 M_\odot$  の場合に着目して中心星光度を変えたシミュレーションの結果をまとめる。 $\theta$  の小さい領域から大きい領域にかけて HII 領域、HI 領域、H<sub>2</sub> 領域が分布していた。EUV 光度が高くなると同時に HII 領域が大きくなることを確認した。EUV 光度を 100 倍にした場合では、円盤表面近くまで HII 領域が広がっていた。どの場合についても光蒸発面はダスト光電加熱によって加熱され、光蒸発流は  $N_{\text{H}_2} = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  の位置から流出していた。

FUV 光度が 10 倍、100 倍の場合には、円盤からより中性ガスが流出して EUV の光学的厚みが大きくなるため、HII 領域が小さくなった。FUV 光度を低くした場合には、H<sub>2</sub> 解離率が小さくなることで、HI 領域が狭くなった。同時にダスト光電加熱の代わりに X 線が円盤の主な加熱源となっていた。FUV 光度が高くなるにつれて  $\eta > 0$  を満たす領域が広がることを明らかにした。

X 線光度を 0.1 倍、0.01 倍にした場合には円盤の主な加熱過程は変わらずダスト光電加熱で、温度構造も変わらなかった。X 線光度を 10 倍にした場合には FUV によるダスト光電加熱と X 線光度を 100 倍にした場合には X 線が主な円盤加熱源となっていた。X 線はより密度の高い円盤部分を効率的に加熱し、 $N_{\text{H}_2} = 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  の位置から光蒸発流を駆動していた。

以上から、EUV/FUV 光度が変わると化学構造に大きく影響することを確認した。4.1 節では、円盤表面での加熱過程が円盤の温度構造、それによる光蒸発流の駆動に重要であることを明らかにした。FUV/X 線光度が変わった場合には、円盤表面での主な加熱源が変わることが分かった。そのため、これらの場合には質量損失率も変わると考えられる。

### 4.2.2 質量損失率

式 4.1 に従ってそれぞれの場合について質量損失率を計算する。中心星質量が  $M_* = 1 M_\odot$  の場合に中心星光度に対する質量損失率を図 4.8 に示す。EUV 光度を変えた場合には、HII 領域の大きさが変わり、化学構造が影響を受けた。円盤表面の加熱過程はどの場合についてもダスト光電加熱だった。そのため、質量損失率は EUV 光度に依存せず、 $\dot{M} \sim 4.0 \times 10^{-9} M_\odot \text{yr}^{-1}$  で一定だった。その一方で質量損失率は FUV/X 線光度に依存していた。FUV/X 線光度が増加すると円盤ガスがより温められ質量損失率も大きくなることを確かめた。

EUV/FUV/X 線光度に対する質量損失率を最小二乗法でフィッティングすると

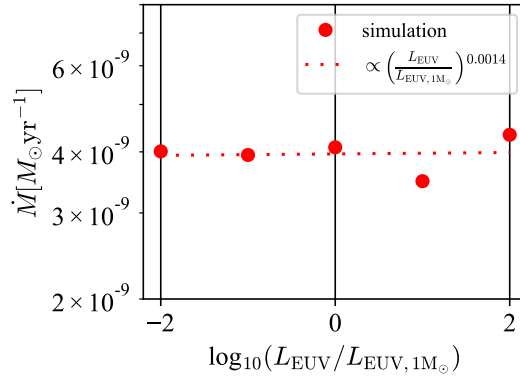
$$\begin{aligned}\dot{M} &\propto (L_{\text{EUV}}/L_{\text{FUV,f}})^{0.0} \\ \dot{M} &\propto (L_{\text{FUV}}/L_{\text{FUV,f}})^{0.55} \\ \dot{M} &\propto (L_{\text{X-ray}}/L_{\text{X-ray,f}})^{0.36}\end{aligned}$$

が得られる。

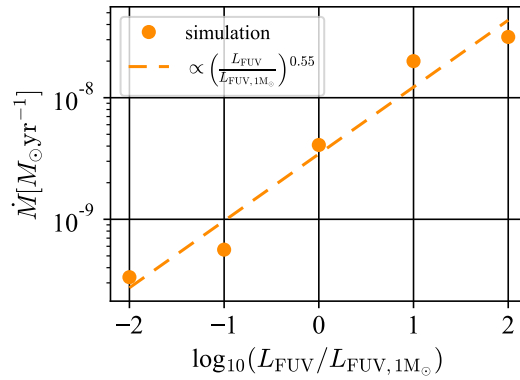
ここで FUV/X 線光度の比  $L_{\text{FUV}}/L_{\text{X-ray}}$  を横軸とすると質量損失率は図 4.10 のようになる。左側が FUV 光度をパラメータとして変えた結果、右側が X 線光度を変えた結果を示す。 $L_{\text{FUV}}/L_{\text{X-ray}} \leq 1$  の場合には X 線が主な加熱源となって光蒸発に寄与していた。この場合には、FUV 光度を変えても質量損失率は変わらなかった。 $L_{\text{FUV}}/L_{\text{X-ray}} \geq 1$  の場合には FUV が主な加熱源となっているため、FUV 光度とともに質量損失が増加していた。これは、右図の  $L_{\text{X-ray}}/L_{\text{FUV}} \leq 1$  に対応している。FUV によって光蒸発が駆動されているので、 $L_{\text{X-ray}}/L_{\text{FUV}} \leq 1$  を満たしている限り X 線光度を変えても質量損失率は変わらなかった。 $L_{\text{FUV}}/L_{\text{X-ray}} \geq 10^3$  の場合には、FUV 光度を高くしても光蒸発面の温度は  $T_{\text{gas}} \sim 10^3 \text{ K}$  で変わらなかった。FUV によるダスト光電加熱が主な加熱源となっていたが、温度が変わらないため質量損失率も変わらなかった。

以上まとめると、FUV/X 線のうち光度の高い放射が円盤ガスの加熱源になっていた。中心星質量  $M_* = 0.5, 3 M_\odot$  の場合についても同様の結果が得られる。

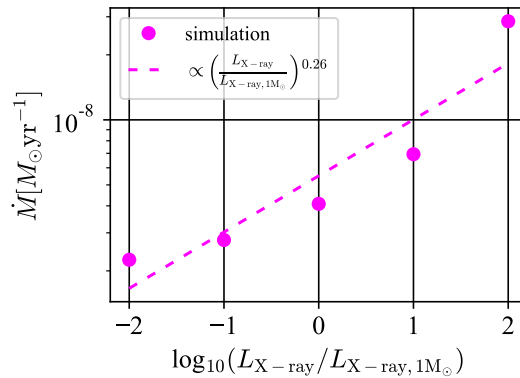
Picogna et al. (2019) では中心星質量を  $M_* = 0.7 M_\odot$  に設定し、X 線光度を  $\log(L_{\text{X-ray}}/\text{erg s}^{-1}) = 28.3, 29.3, 29.8, 30.3, 31.3$  に変えて光蒸発シミュレーションを行った。 $\log(L_{\text{X-ray}}/\text{erg s}^{-1}) = 30.3$  の場合が本研究の  $L_{\text{X-ray}, 1 M_\odot}$  の値を用いた計算に対応する。本研究での中心星質量  $M_* = 1 M_\odot$  の星周りと比較した結果を図 4.9 に示す。その結果、Picogna et al. (2019) では本研究結果より、質量損失率が強く X 線光度に依存していた。本研究では、中心星からの FUV 放射を考慮に入れていた。そのため、X 線光度を低くした場合に FUV によるダスト光電加熱が光蒸発を駆動することで、結果的に X 線光度依存性を小さくになっていた。本研究で X 線光度を高くし、 $L_{\text{X-ray}}/L_{\text{FUV}} \geq 1$  となるような場合には X 線が主に円盤ガスを加熱していた。この場合のみ着目すると、 $\dot{M} \propto (L_{\text{X-ray}}/L_{\text{X-ray}, 1 M_\odot})^{0.6}$  となっていた。これは Picogna et al. (2019) で得られた X 線光度依存性の値と整合的であった。



(a)  $[M_* = 1 M_\odot, \mathcal{D} = 10^{-2}, \phi_{\text{EUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{FUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{X-ray}, 1 M_\odot}]$  の場合を基準として、EUV 光度  $\phi_{\text{EUV}, 1 M_\odot}$  を 0.01 倍、0.1 倍、10 倍、100 倍に変えた場合の質量損失率



(b)  $[M_* = 1 M_\odot, \mathcal{D} = 10^{-2}, \phi_{\text{EUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{FUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{X-ray}, 1 M_\odot}]$  の場合を基準として、FUV 光度  $L_{\text{FUV}, 1 M_\odot}$  を 0.01 倍、0.1 倍、10 倍、100 倍に変えた場合の質量損失率



(c)  $[M_* = 1 M_\odot, \mathcal{D} = 10^{-2}, \phi_{\text{EUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{FUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{X-ray}, 1 M_\odot}]$  の場合を基準として、X 線光度  $L_{\text{X-ray}, 1 M_\odot}$  を 0.01 倍、0.1 倍、10 倍、100 倍に変えた場合の質量損失率

図 4.8: 中心星質量  $M_* = 1 M_\odot$ 、ダスト-ガス質量比  $\mathcal{D} = 10^{-2}$  の星周りでの中心星光度依存性を示す。

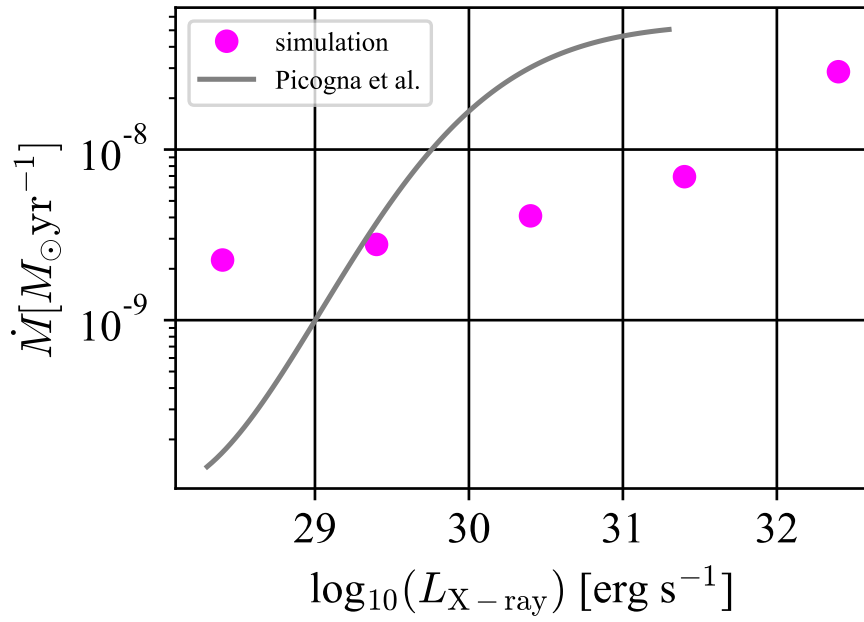
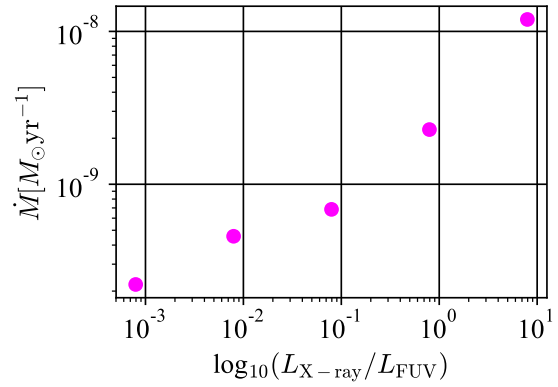
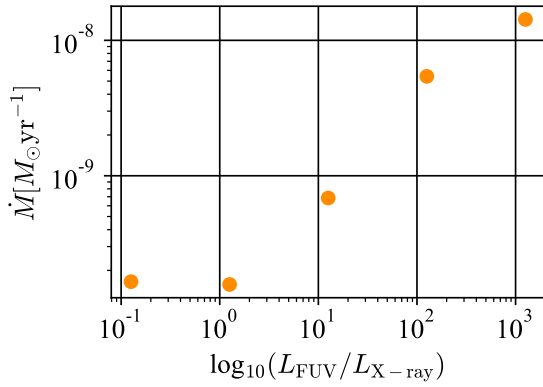
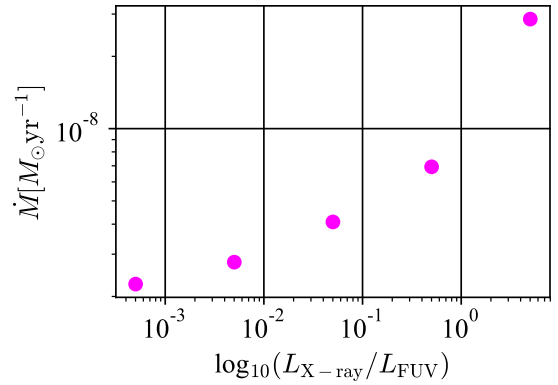
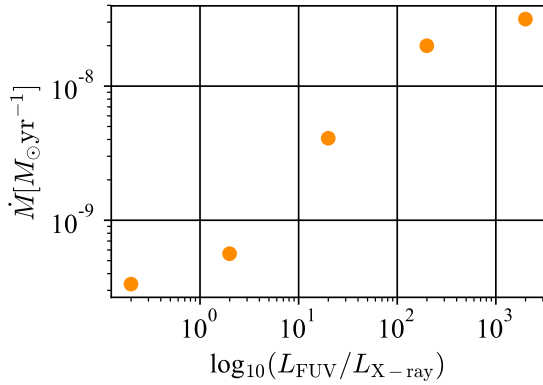


図 4.9:  $[M_* = 1 M_{\odot}, \mathcal{D} = 10^{-2}, \phi_{\text{EUV}, 1 M_{\odot}}, L_{\text{FUV}, 1 M_{\odot}}, L_{\text{X-ray}, 1 M_{\odot}}]$  の場合を基準として、X 線光度  $L_{\text{X-ray}, 1 M_{\odot}}$  を 0.01 倍、0.1 倍、10 倍、100 倍に変えた場合の質量損失率（ピンク色）と Picogna et al. (2019) の結果（灰色）の比較を示す。X 線光度が小さい場合にはダスト光電加熱が効果的に加熱し蒸発流を駆動していた。 $L_{\text{FUV}}/L_{\text{X-ray}} \leq 1$  の場合にはダスト光電加熱が円盤の加熱源となっていたため、X 線光度依存性は小さかった。



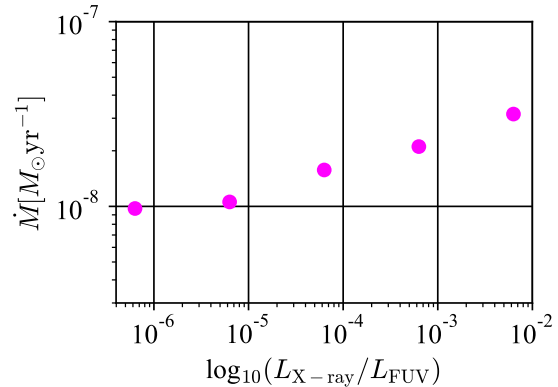
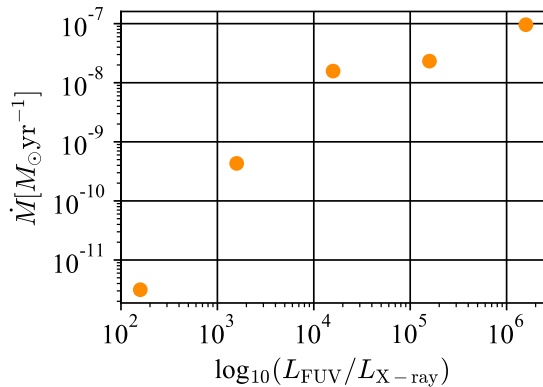
(a)  $[M_* = 0.5 M_{\odot}, \mathcal{D} = 10^{-2}, \phi_{\text{EUV}, 0.5 M_{\odot}}, L_{\text{FUV}, 0.5 M_{\odot}}, L_{\text{X-ray}, 0.5 M_{\odot}}]$  の場合を基準として、FUV 光度  $L_{\text{FUV}, 0.5 M_{\odot}}$  を 0.01 倍、0.1 倍、10 倍、100 倍に変えた場合の質量損失率

(b)  $[M_* = 0.5 M_{\odot}, \mathcal{D} = 10^{-2}, \phi_{\text{EUV}, 0.5 M_{\odot}}, L_{\text{FUV}, 0.5 M_{\odot}}, L_{\text{X-ray}, 0.5 M_{\odot}}]$  の場合を基準として、X 線光度  $L_{\text{X-ray}, 0.5 M_{\odot}}$  を 0.01 倍、0.1 倍、10 倍、100 倍に変えた場合の質量損失率



(c)  $[M_* = 1 M_{\odot}, \mathcal{D} = 10^{-2}, \phi_{\text{EUV}, 1 M_{\odot}}, L_{\text{FUV}, 1 M_{\odot}}, L_{\text{X-ray}, 1 M_{\odot}}]$  の場合を基準として、FUV 光度  $L_{\text{FUV}, 1 M_{\odot}}$  を 0.01 倍、0.1 倍、10 倍、100 倍に変えた場合の質量損失率

(d)  $[M_* = 1 M_{\odot}, \mathcal{D} = 10^{-2}, \phi_{\text{EUV}, 1 M_{\odot}}, L_{\text{FUV}, 1 M_{\odot}}, L_{\text{X-ray}, 1 M_{\odot}}]$  の場合を基準として、X 線光度  $L_{\text{X-ray}, 1 M_{\odot}}$  を 0.01 倍、0.1 倍、10 倍、100 倍に変えた場合の質量損失率



(e)  $[M_* = 3 M_{\odot}, \mathcal{D} = 10^{-2}, \phi_{\text{EUV}, 3 M_{\odot}}, L_{\text{FUV}, 3 M_{\odot}}, L_{\text{X-ray}, 3 M_{\odot}}]$  の場合を基準として、FUV 光度  $L_{\text{FUV}, 3 M_{\odot}}$  を 0.01 倍、0.1 倍、10 倍、100 倍に変えた場合の質量損失率

(f)  $[M_* = 3 M_{\odot}, \mathcal{D} = 10^{-2}, \phi_{\text{EUV}, 3 M_{\odot}}, L_{\text{FUV}, 3 M_{\odot}}, L_{\text{X-ray}, 3 M_{\odot}}]$  の場合を基準として、X 線光度  $L_{\text{X-ray}, 3 M_{\odot}}$  を 0.01 倍、0.1 倍、10 倍、100 倍に変えた場合の質量損失率

図 4.10: 中心星質量  $M_* = 0.5 - 7 M_{\odot}$  の場合について FUV/X 線光度依存性を示す。

### 4.2.3 円盤面密度損失率

4.1.3 節と同様に FUV/X 線光度を変えた場合の円盤面密度損失率を計算した。FUV 光度が高くなるとより中心星近くで質量損失が起きていることを明らかにした。この場合についても円盤面密度損失率を計算した。円盤面密度損失率のピークを再現できるように以下の関数でフィッティングを行った。

$$\log_{10} \left( \frac{\dot{\Sigma}(R)}{1 \text{ g s}^{-1} \text{ cm}^{-2}} \right) = c_8 x^8 + c_7 x^7 + c_6 x^6 + c_5 x^5 + c_4 x^4 + c_3 x^3 + c_2 x^2 + c_1 x + c_0$$

係数を表 4.4 に示す。以上から、星の年齢、磁気活動や降着率によって質量損失プロファイルも変化することを明らかにした。

表 4.4: 質量  $M_*$  の星周りでの円盤面密度損失率  $\dot{\Sigma}(R)$  に対する近似式の係数

Luminosity	$c_8$	$c_7$	$c_6$	$c_5$	$c_4$	$c_3$	$c_2$	$c_1$	$c_0$
$L_{\text{FUV},f} \times 0.01$	-6.90	6.04	9.87	-7.81	-3.22	2.46	-0.124	-1.10	-13.3
$L_{\text{FUV},f} \times 0.1$	-12.7	10.4	18.0	-14.0	-6.32	5.80	0.347	-1.90	-13.2
$L_{\text{FUV},f} \times 10$	-2.91	4.62	3.02	-6.82	0.325	2.49	-0.732	-1.16	-11.7
$L_{\text{FUV},f} \times 100$	-14.1	21.5	11.3	-24.6	-1.19	8.33	-0.273	-2.15	-11.2
$L_{\text{X-ray},f} \times 0.01$	-7.36	6.47	8.34	-6.88	-1.68	1.87	-0.32	-1.18	-12.6
$L_{\text{X-ray},f} \times 0.1$	-3.50	-0.029	7.08	-0.422	-3.67	0.695	0.166	-1.34	-12.4
$L_{\text{X-ray},f} \times 10$	6.67	-3.94	-15.0	7.69	8.43	-2.95	-1.14	-1.31	-12.0
$L_{\text{X-ray},f} \times 100$	-5.43	-2.02	10.0	1.34	-5.95	0.637	1.31	-1.38	-11.5

# 第5章 原始惑星系円盤の光蒸発：ダスト/ガス質量比依存性

## 5.1 水素分子励起の加熱過程

円盤進化とともに円盤表面のダスト量も減少すると考えられる。FUVはダスト光電加熱を通して加熱に寄与するため、進化した円盤では効果的でないと考えられる。そこでダストに直接依存しない  $H_2$  pumping に着目する。 $H_2$  pumping とは、LW 光子によって基底状態にある  $H_2$  が電子励起状態に励起され、そのうち ~ 85% が電子基底状態の振動励起準位に遷移することである。振動励起状態にある  $H_2$  は周りのガスとの衝突によって脱励起し、結果的にガス加熱に寄与する。4.1 節では、どの中心星周りの円盤でも FUV によるダスト光電加熱が主に円盤ガスを加熱して円盤風を駆動していることを明らかにした。そこで、まずは年齢 ~ 1 Myr の系について  $H_2$  pumping の温度構造への影響を明らかにするため、中心星質量  $M_* = 1 M_\odot$ 、ダスト/ガス質量比  $D = 10^{-2}$  の場合について  $H_2$  pumping の光蒸発への影響を明らかにするため、光蒸発シミュレーションを行う。表 5.1 のようにパラメータを設定する。

表 5.1: パラメータ設定

$M_*$	$1 M_\odot$
$D$	$10^{-2}$
$\phi_{\text{EUV}}$	$\phi_{\text{EUV}, 1 M_\odot}$
$L_{\text{FUV}}$	$L_{\text{FUV}, 1 M_\odot}$
$L_{\text{X-ray}}$	$L_{\text{X-ray}, 1 M_\odot}$
化学種	HII, HI, $H^-$ , $H_2$ , $H_2^+$ , $H_2^*$ , He, CII, OI, CO, $e^-$

シミュレーションの時間平均スナップショットを図 5.1 に示す。図 4.1 に示した中心星質量  $M_* = 1 M_\odot$  の場合と比較すると蒸発流部分の温度分布が異なっていた。

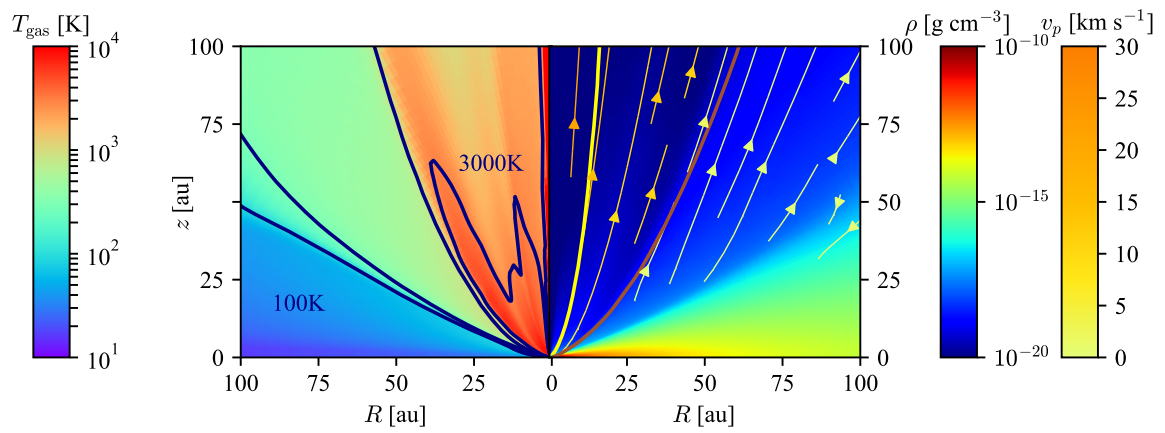


図 5.1:  $\text{H}_2$  pumping を考慮し [ $M_* = 1 M_\odot, \mathcal{D} = 10^{-2}, \phi_{\text{EUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{FUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{X-ray}, 1 M_\odot}$ ] の場合の時間平均スナップショット。右側が密度構造、左側が温度分布を示している。青い等高線はガス温度がそれぞれ 100 K, 300 K, 1000 K, 3000 K となっている場所に対応している。右図のピンク線と赤線がそれぞれ  $y_{\text{HII}} > 0.5$ ,  $y_{\text{H}_2} > 0.25$  を示す等高線である。矢印がガス速度に対応している。円盤表面から蒸発流が出ている。左側の温度分布を見ると、 $\text{H}_2$  解離面上で  $T_{\text{gas}} \sim 3000 \text{ K}$  まで温められていた。



### 5.1.1 化学構造と加熱過程

$r = 10r_g$  上での各化学種のアバundance、加熱・冷却率の分布を図 5.2 に示す。

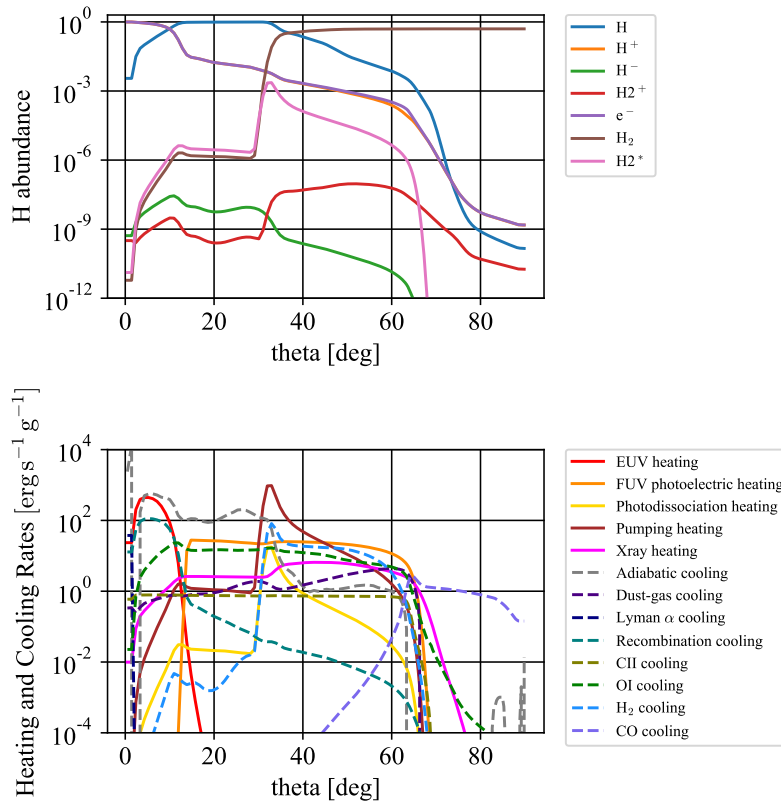


図 5.2:  $H_2$  pumping を考慮し  $[M_* = 1 M_\odot, \mathcal{D} = 10^{-2}, \phi_{EUV, 1 M_\odot}, L_{FUV, 1 M_\odot}, L_{X-ray, 1 M_\odot}]$  の場合での、 $r = 10r_g$  の線上での各化学種のアバundance、加熱・冷却率の分布を示す。HI に代わって  $H_2$  が主な化学種となる  $H_2$  解離面近傍 ( $\theta \sim 35 \text{ deg}$ ) でのみ  $H_2$  pumping が効果的に加熱に寄与している。

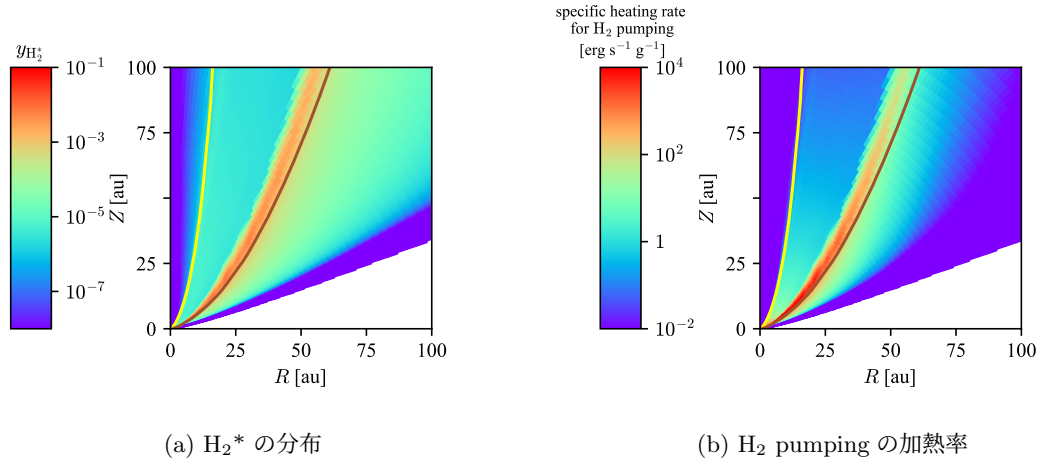


図 5.3: (a)  $H_2^*$  の分布。右下が円盤部分に対応する。(右図)  $H_2$  pumping の加熱率の分布。黄線と茶線がそれぞれ  $y_{\text{HII}} > 0.5$ ,  $y_{\text{H}_2} > 0.25$  を示す等高線であり、特に茶線は  $H_2$  解離面に対応する。

$\theta$  の小さい領域から大きい領域にかけて HII 領域、HI 領域、 $H_2$  領域が存在していた。温度構造の違いの原因を明らかにするために  $H_2^*$  の分布と  $H_2$  pumping の加熱率を図 5.3 に示す。 $H_2^*$  は  $H_2$  解離面を中心に分布していた。 $H_2^*$  の分布に対して、 $H_2$  pumping の加熱率の分布は中心星近くに集中していた。ここから  $H_2$  pumping による加熱はより中心星近くで特に効果的であった。 $H_2$  pumping による加熱率の中心星からの距離への依存性を調べるために、中心星から  $r = 1r_g, 10r_g$  それぞれの位置での  $H_2^*$  脱励起過程を図 5.4 に示す。これは励起された  $H_2$  分子は衝突脱励起を通してガス加熱に寄与するため、より密度の高い中心星近くで効果的になるためだと考えられる。中心星から離れ密度の低い領域では、励起された  $H_2$  分子は自然放射によって脱励起していた。自然放射はガス加熱に寄与しないことから、 $H_2$  pumping による加熱率は  $r$  依存性を持っていることが分かる。自然放射による脱励起が起きる臨界密度は、脱励起反応の反応係数から  $\rho \simeq 5.0 \times 10^{-20} \text{ g cm}^{-3}$  と計算できる。本研究の場合では  $r \lesssim 3.5r_g$  の領域に対応していた。そのため、円盤内側で  $r \lesssim 3.5r_g$  を満たす領域では  $H_2$  pumping がガス加熱に大きく寄与していると考えられる。

円盤ガスが加熱され、 $N_{\text{H}_2} = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  を満たす表面から蒸発流が出ていた。この面を光蒸発面とおく。光蒸発面上での各種加熱・冷却率を表示すると図 5.5 のようになる。光蒸発面では FUV によるダスト光電加熱が主な加熱源となっていた。

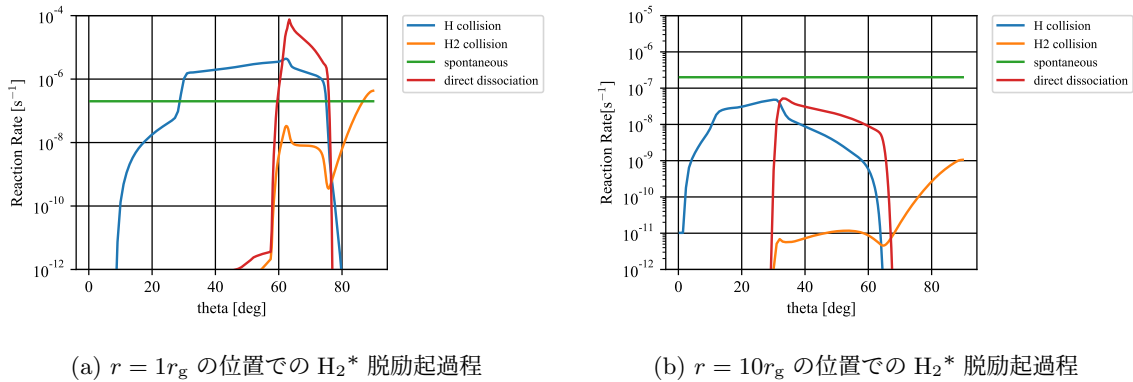


図 5.4: 中心星からの位置による  $H_2$  pumping 加熱率の違いの原因を明らかにするために、各位置での  $H_2^*$  脱励起の反応係数を示す。H I との衝突脱励起（青線）、 $H_2$  との衝突脱励起（オレンジ線）、自然放射（緑線）、FUV による解離（赤線）に対応している。(a) 中心星から  $r = 1r_g$  の位置での  $H_2^*$  脱励起過程を示す。(b) 中心星から  $r = 10r_g$  の位置での  $H_2^*$  脱励起過程を示す。中心星近くでは衝突脱励起が主な脱励起過程となっている一方で、中心星から離れた場所 ( $r = 10r_g$ : 右図) では、ガス加熱に寄与しない自然放射が主な脱励起過程になっていた。

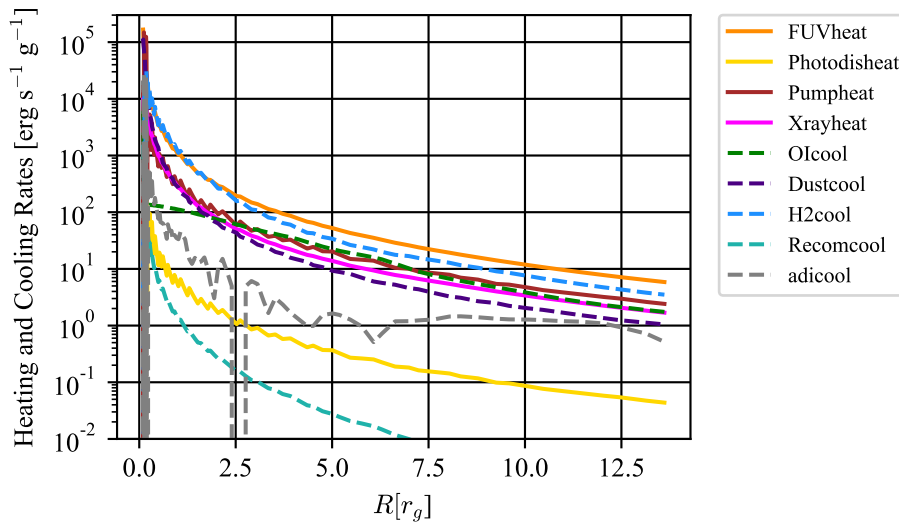


図 5.5:  $H_2$  pumping を考慮し [ $M_* = 1 M_\odot, D = 10^{-2}, \phi_{EUV, 1 M_\odot}, L_{FUV, 1 M_\odot}, L_{X-ray, 1 M_\odot}$ ] の場合に得られた光蒸発面上での主な加熱・冷却過程を示す。実線が加熱過程、点線が冷却過程に対応している。FUV によるダスト光電加熱（オレンジ）、 $H_2$  解離に伴う加熱（黄線）、 $H_2$  pumping に伴う加熱（茶線）、X 線による加熱（ピンク線）、O I 輝線冷却（緑色）ダスト/ガス衝突冷却（紫線）、 $H_2$  分子冷却（水色線）、水素再結合に伴う冷却（エメラルド色）、断熱冷却（灰色）に対応している。

## 5.1.2 質量損失率

式 4.1 に従って質量損失率を計算した。 $r_{\text{out}} = 100 \text{ au}$  に設定し、質量損失率の時間変化を図 5.6 に示す。質量損失率の時間平均を計算すると、

$$\dot{M}(r < 100 \text{ au}) \simeq 2.7 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$$

が得られた。 $\text{H}_2$  pumping を考慮していない場合の質量損失率は  $\dot{M} \simeq 2.6 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  となった。円盤から流出する流れの一部は、計算領域の外側境界で反射していた。この流れによって、質量損失率は  $\sim 2000 \text{ yr}$  のタイムスケールで振動していた。 $\text{H}_2$  pumping を考慮した場合もしていない場合も質量損失率は振動の範囲内で一致していた。この結果から、 $\text{H}_2$  pumping は円盤上空ガスの加熱に寄与しているが、質量損失に影響はないことを確かめた。

以上から、主に FUV が光蒸発流を駆動しており、 $\text{H}_2$  解離面でのみ  $\text{H}_2$  pumping が蒸発流を加熱していることを明らかにした。

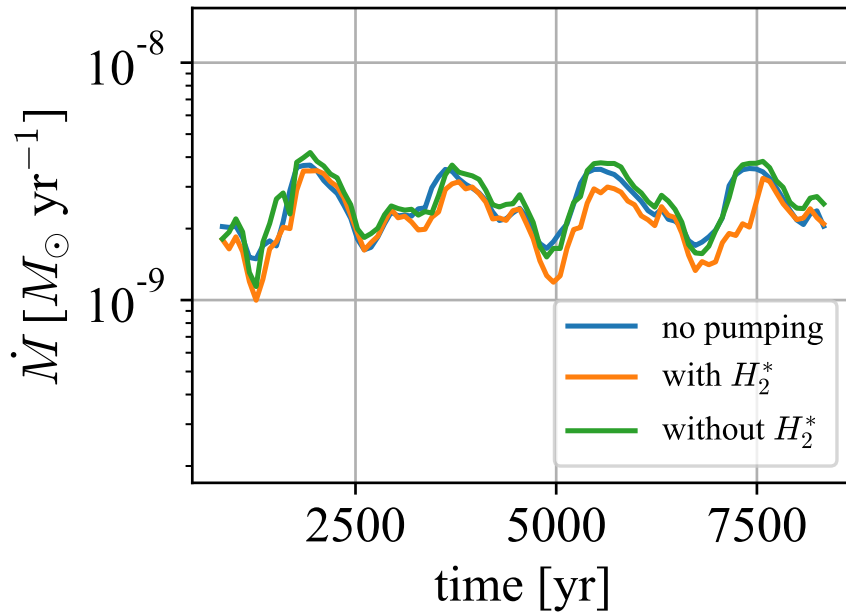


図 5.6:  $\text{H}_2$  pumping の質量損失率への影響を明らかにするため、質量損失率の時間変化を示す。 $[M_* = 1 M_{\odot}, \mathcal{D} = 10^{-2}, \phi_{\text{EUV}, 1 M_{\odot}}, L_{\text{FUV}, 1 M_{\odot}}, L_{\text{X-ray}, 1 M_{\odot}}]$  の場合について、 $\text{H}_2$  pumping を考慮していない場合 (青線)、 $\text{H}_2^*$  を化学種として考慮することで  $\text{H}_2$  pumping を取り入れた場合 (オレンジ線)、 $\text{H}_2^*$  を化学種として考慮せず  $\text{H}_2$  pumping による加熱のみを取り入れた場合 (緑線) にそれぞれ対応している。計算領域の外側境界での反射により質量損失率は振動している。質量損失率はその振動の振幅の範囲で一致している。

### 5.1.3 中心星質量依存性への影響

中心星質量  $M_* = 1 M_\odot$  の場合には、FUV によるダスト光電加熱で駆動されたガス流を  $H_2$  pumping が加熱し、質量損失率には影響がないことを確かめた。中心星質量をパラメータとして  $M_* = 0.5, 0.7, 1.7, 3, 7 M_\odot$  にそれぞれ変えて光蒸発シミュレーションを遂行し、それぞれの中心星周りで  $H_2$  pumping がどのようにガス加熱に寄与するか明らかにする。各中心星での光度については表 3.2 で示した基準パラメータを用いる。

それぞれの場合について、 $r = 10 r_g$  上での各化学種のアバダンス、加熱・冷却率の分布をに示す。中心星質量  $M_* = 7 M_\odot$  の場合には  $H_2$  pumping による加熱率とダスト光電加熱の加熱率が同じであった。大質量星周りでは、中心星からの放射が強く  $H_2$  解離面が円盤表面に位置する。その結果、 $H_2$  解離面で効果的な  $H_2$  pumping が光蒸発面でもガス加熱に寄与していた。

それぞれの場合について、式 4.1 に従って  $r_{out} = 20 r_g$  と設定して質量損失率を計算すると、図 5.7 が得られた。

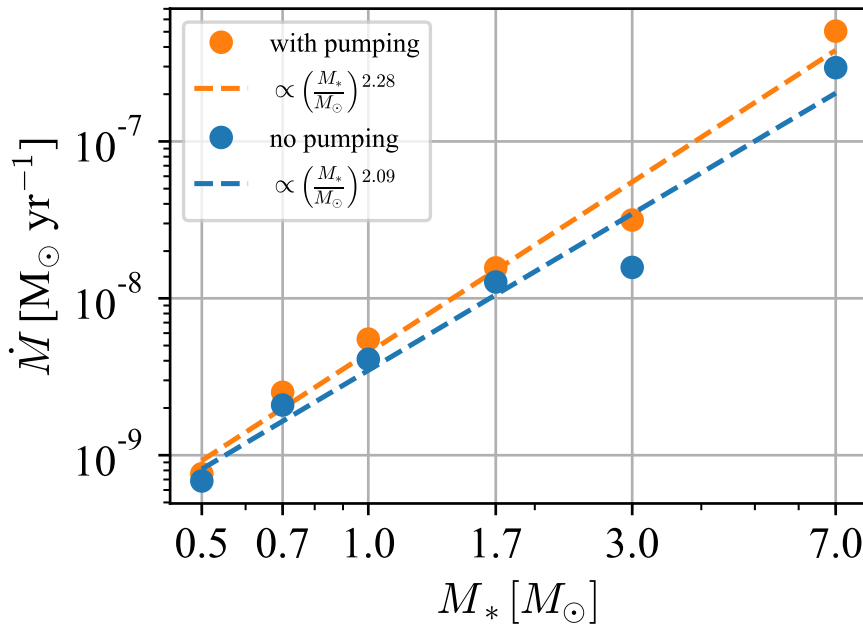


図 5.7: 中心星質量に対して質量損失率を示す。パラメータセットは表 3.2 に従い中心星質量  $M_*$  に対して  $[M_*, D = 10^{-2}, \phi_{EUV, M_*}, L_{FUV, M_*}, L_{X-ray, M_*}]$  と設定した。青線が  $H_2$  pumping を考慮していない場合、オレンジ線が  $H_2$  pumping を考慮した場合に対応している。中心星質量が  $M_* = 7 M_\odot$  の場合には  $H_2$  解離面が光蒸発面と一致していたため、光蒸発面の加熱に寄与していたが、それ以外の場合では  $H_2$  解離面上でのみ加熱に寄与していた。

$M_* < 7 M_\odot$  の星周りでは光蒸発面上でダスト光電加熱が主な加熱源であり、 $H_2$  pumping は光蒸発に大きくは寄与していなかった。一方で、中心星質量  $M_* = 7 M_\odot$  の場合にはダスト光電加熱と  $H_2$  pumping 両方の寄与によって光蒸発が起きていた。 $R \gtrsim 3 r_g$  では、光蒸発面での温度は 2 倍ほど高くなっていた。その結果、光蒸発流の速度が大きくなり、質量損失率が  $\sim 1.7$  倍になっていた。 $H_2$  pumping を考慮していない

場合と比較して、 $\eta > 0$  を満たす領域は変わっていなかったことから、 $H_2$  pumping は円盤表面の温度構造に寄与し、質量損失への影響は大きくないことを明らかにした。

## 5.2 ダスト/ガス質量比依存性

円盤進化とともに円盤表面のダスト量は減少する。各進化段階での光蒸発過程の違いを明らかにするためにダスト/ガス質量比  $D$  をパラメータとして光蒸発シミュレーションを行う。中心星質量は  $M_* = 1 M_\odot$  と設定し、表 5.2 のようにパラメータを設定する。

シミュレーションの時間平均スナップショットを図 5.8 に示す。シミュレーションの初期設定による影響を取り除くため、準定常状態に至ったと考えられる 840 年から計算終了の 8400 年の間で時間平均をとる。

$\theta$  の小さい領域から大きい領域にかけて HII 領域、HI 領域、 $H_2$  領域が分布していた。ダスト量が多い場合には FUV によるダスト光電加熱によって円盤ガスが効果的に加熱される。ダスト量が少ない場合にはダスト/ガス衝突が起きる回数が少ないため、円盤内部と円盤上空部分の温度差が大きい。特に円盤内部は初期温度設定の影響を受けていると考えられる。以下ではこれらの光蒸発過程への影響を論じる。

表 5.2: パラメータ設定

$M_*$	$1 M_\odot$
$D$	$10^{-1}, 10^{-2}, 10^{-3}, 10^{-4}, 10^{-5}, 10^{-6}, 10^{-7}, 10^{-8}$
$\phi_{\text{EUV}}$	$\phi_{\text{EUV}, 1 M_\odot}$
$L_{\text{FUV}}$	$L_{\text{FUV}, 1 M_\odot}$
$L_{\text{X-ray}}$	$L_{\text{X-ray}, 1 M_\odot}$
化学種	HII, HI, $H^-$ , $H_2$ , $H_2^+$ , He, CII, OI, CO, $e^-$

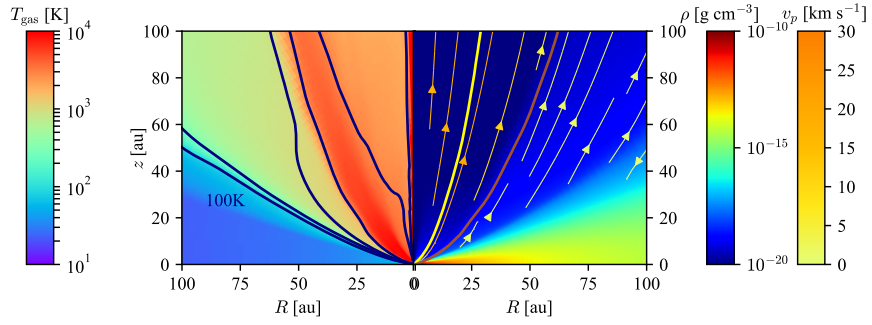
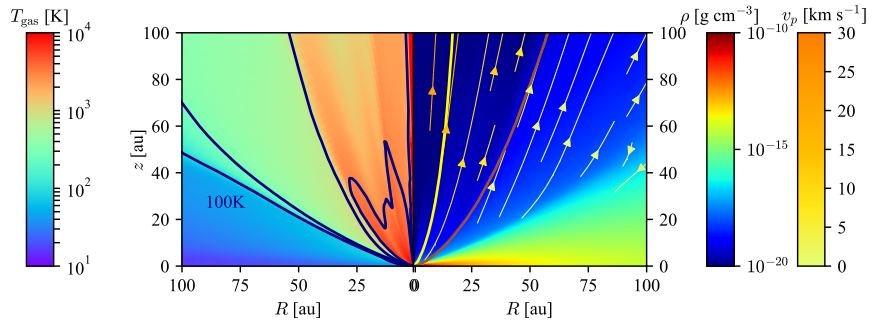
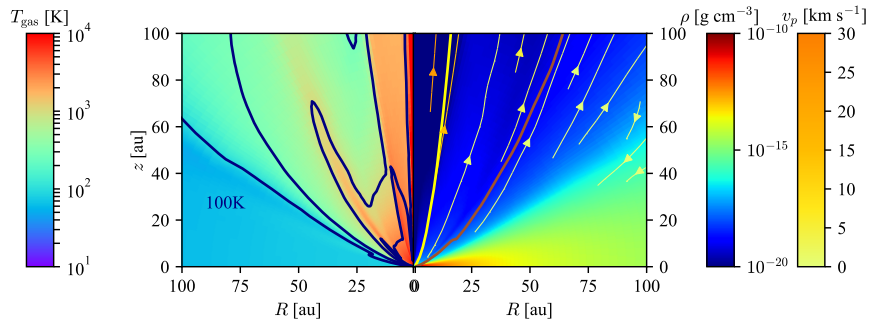
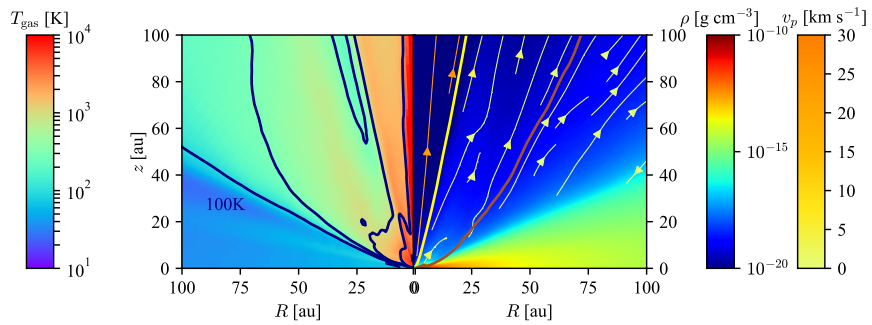
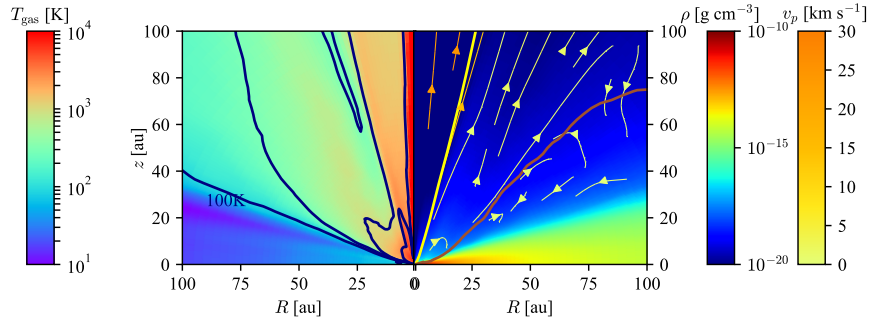
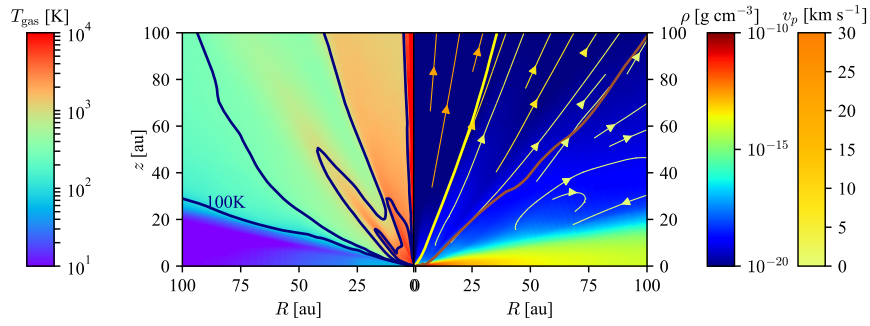
(a)  $[M_* = 1 M_\odot, \mathcal{D} = 10^{-1}, \phi_{\text{EUV}}, 1 M_\odot, L_{\text{FUV}}, 1 M_\odot, L_{\text{X-ray}}, 1 M_\odot]$  の場合(b)  $[M_* = 1 M_\odot, \mathcal{D} = 10^{-2}, \phi_{\text{EUV}}, 1 M_\odot, L_{\text{FUV}}, 1 M_\odot, L_{\text{X-ray}}, 1 M_\odot]$  の場合(c)  $[M_* = 1 M_\odot, \mathcal{D} = 10^{-3}, \phi_{\text{EUV}}, 1 M_\odot, L_{\text{FUV}}, 1 M_\odot, L_{\text{X-ray}}, 1 M_\odot]$  の場合(d)  $[M_* = 1 M_\odot, \mathcal{D} = 10^{-4}, \phi_{\text{EUV}}, 1 M_\odot, L_{\text{FUV}}, 1 M_\odot, L_{\text{X-ray}}, 1 M_\odot]$  の場合

図 5.8:  $[M_* = 1 M_\odot, \mathcal{D} = 10^{-1} - 10^{-8}, \phi_{\text{EUV}}, 1 M_\odot, L_{\text{FUV}}, 1 M_\odot, L_{\text{X-ray}}, 1 M_\odot]$  の場合の時間平均スナップショットを示す。各線は図 4.1 と同様である。

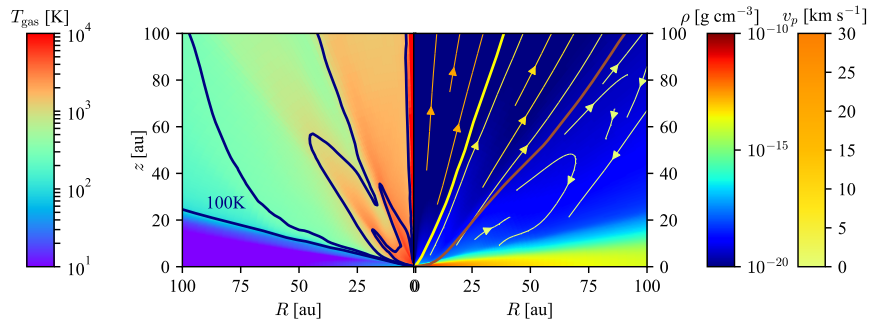




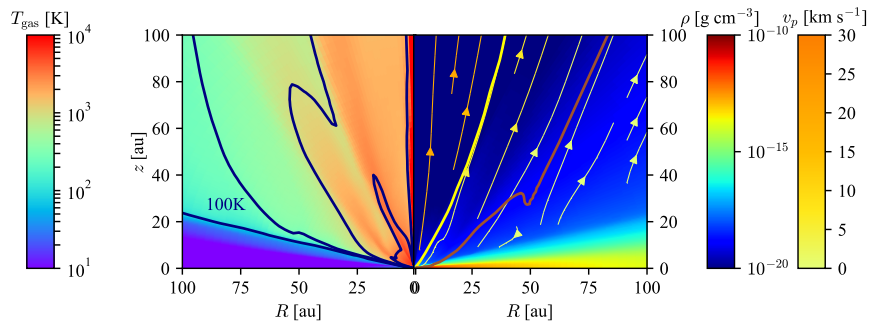
(a)  $[M_* = 1 M_\odot, \mathcal{D} = 10^{-5}, \phi_{\text{EUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{FUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{X-ray}, 1 M_\odot}]$  の場合



(b)  $[M_* = 1 M_\odot, \mathcal{D} = 10^{-6}, \phi_{\text{EUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{FUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{X-ray}, 1 M_\odot}]$  の場合



(c)  $[M_* = 1 M_\odot, \mathcal{D} = 10^{-7}, \phi_{\text{EUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{FUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{X-ray}, 1 M_\odot}]$  の場合



(d)  $[M_* = 1 M_\odot, \mathcal{D} = 10^{-8}, \phi_{\text{EUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{FUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{X-ray}, 1 M_\odot}]$  の場合

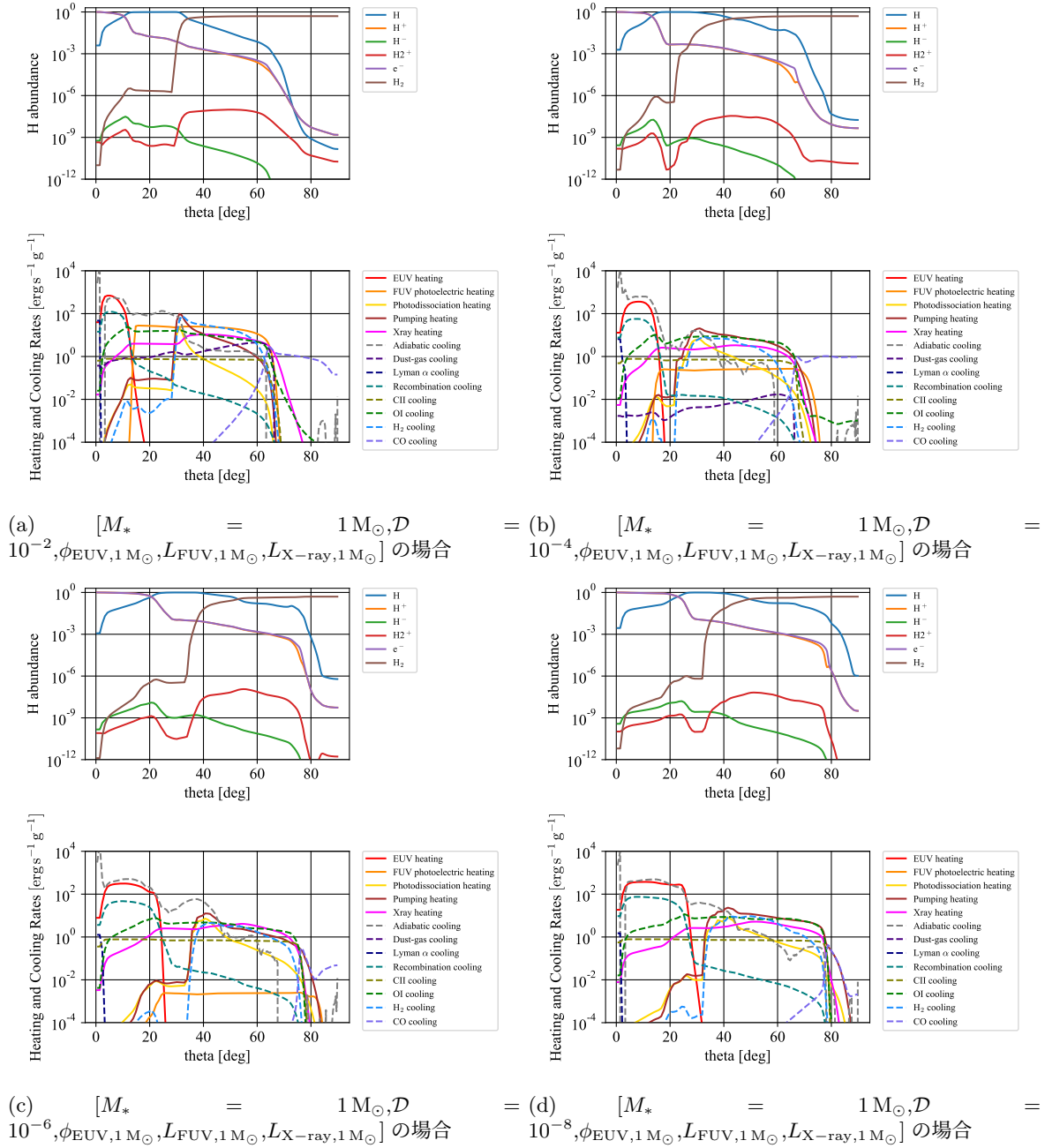
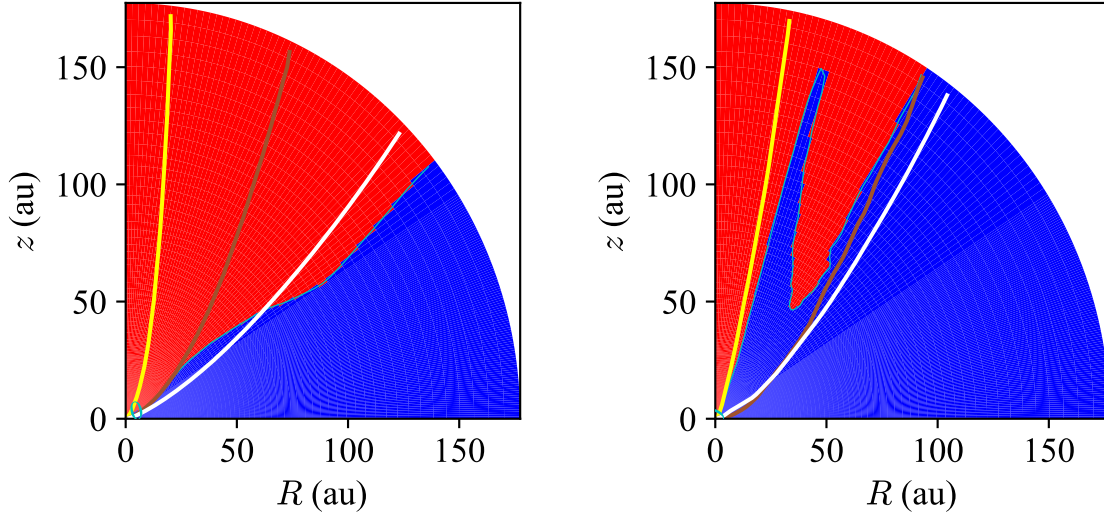
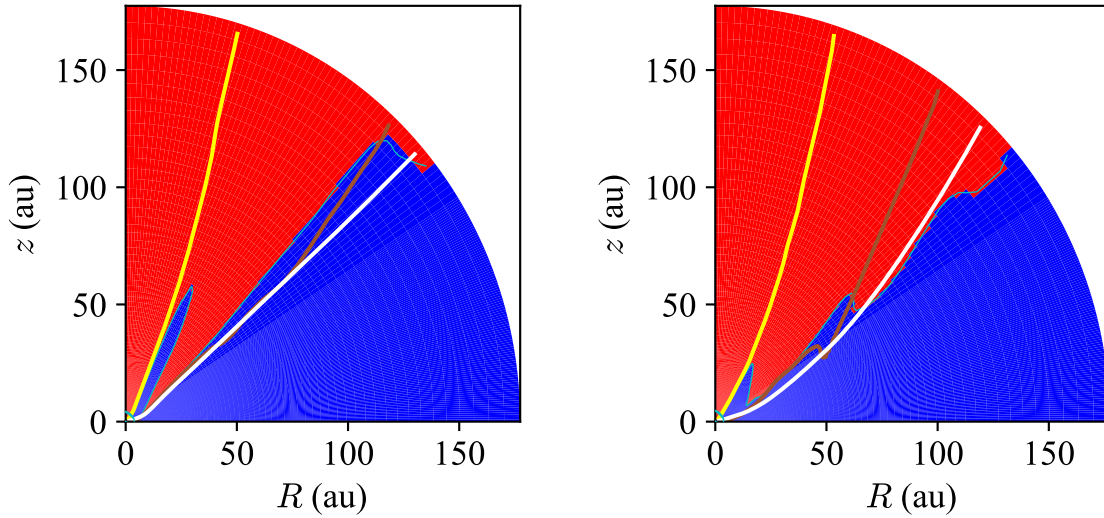


図 5.10: 中心星質量  $M_* = 1 M_\odot$ 、ダスト/ガス質量比  $D = 10^{-2}, 10^{-4}, 10^{-6}, 10^{-8}$  の場合について中心星から  $r = 10r_g$  の線上でのアバンダンス、加熱・冷却率を示す。 $D < 10^{-3}$  の場合には、FUV によるダスト光電加熱の寄与が小さく、 $\text{H}_2$  pumping と X 線がともに円盤を加熱していた。



(a)  $[M_* = 1 M_\odot, \mathcal{D} = 10^{-2}, \phi_{\text{EUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{FUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{X-ray}, 1 M_\odot}]$  の場合      (b)  $[M_* = 1 M_\odot, \mathcal{D} = 10^{-4}, \phi_{\text{EUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{FUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{X-ray}, 1 M_\odot}]$  の場合



(c)  $[M_* = 1 M_\odot, \mathcal{D} = 10^{-6}, \phi_{\text{EUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{FUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{X-ray}, 1 M_\odot}]$  の場合      (d)  $[M_* = 1 M_\odot, \mathcal{D} = 10^{-8}, \phi_{\text{EUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{FUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{X-ray}, 1 M_\odot}]$  の場合

図 5.11:  $[M_* = 1 M_\odot, \mathcal{D} = 10^{-2}, 10^{-4}, 10^{-6}, 10^{-8}, \phi_{\text{EUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{FUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{X-ray}, 1 M_\odot}]$  の場合についてエンタルピー分布と光蒸発面の位置を示す。 $\mathcal{D} < 10^{-3}$  の場合には、FUV によるダスト光電加熱の寄与が小さく、 $\text{H}_2$  領域が効果的に加熱されていなかった。そのため、 $\eta > 0$  となるのは  $\text{HII}$  領域と  $\text{HI}$  領域に限定されていた。このとき、光蒸発面は  $N_{\text{H}_2} = 10^{19} \text{ cm}^{-2}$  に位置していた。赤い領域が  $\eta \geq 0$  の範囲、青い領域が  $\eta < 0$  の範囲を示している。

### 5.2.1 化学構造と加熱過程

それぞれの場合について、 $r = 10r_g$  上での各化学種のアバンダンス、加熱・冷却率の分布を図 5.10 に示す。HII 領域では EUV による水素電離に伴う加熱と断熱冷却が支配的でガス温度は  $T_{\text{gas}} \sim 3000$  K になっていた。ダスト量が  $D \geq 10^{-3}$  の場合には、HI 領域の主な加熱源は FUV によるダスト光電加熱であった。一方でダスト量が  $D \leq 10^{-3}$  の場合には、FUV によるダスト光電加熱の加熱率が低くなり、代わりに X 線加熱が主な加熱源となった。主な冷却源は断熱冷却と OI 輝線冷却であった。ダスト量が  $D \geq 10^{-3}$  の場合には、FUV によるダスト光電加熱が効果的にガスを温め、ガス温度は  $T_{\text{gas}} \geq 1000$  K となっていた。一方でダスト量が  $D \leq 10^{-3}$  の場合には、ガス温度は  $T_{\text{gas}} \sim 200 - 300$  K となっていた。ダスト量が  $D \geq 10^{-3}$  の場合には、 $H_2$  領域では FUV によるダスト光電加熱が主な加熱源となっていた一方で、 $D \leq 10^{-3}$  の場合には  $H_2$  pumping と X 線加熱が主な加熱源となっていた。5.1 節で明らかにしたように、 $H_2$  pumping はより内側円盤で特に効果的となる。以上から、ダスト/ガス質量比が  $D = 10^{-3}$  を境に FUV によるダスト光電加熱の加熱率も低くなり、円盤の温度構造が異なることが明らかになった。

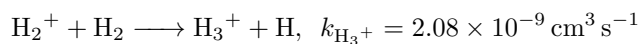
式 4.2 に従って、それぞれのシミュレーションについて円盤でのエンタルピー分布を図 5.11 に示す。ダスト量が  $D \geq 10^{-3}$  の場合には FUV によるダスト光電加熱によって円盤ガスが効果的に加熱され、 $\eta > 0$  を満たす領域が広がっていることが分かった。 $D = 10^{-1}$  の場合には円盤ガスがより高温に温められると同時に、円盤上空では光学的に厚くなる。その結果、 $N_{H_2} = 10^{19} \text{ cm}^{-2}$  を満たす位置から光蒸発流が流出していたため、この位置を光蒸発面とおく。 $D \geq 10^{-2}, 10^{-3}$  の場合には中心星から放射された FUV が円盤表面を加熱し、密度の高い光蒸発流を駆動する。その結果、より密度の高い  $N_{H_2} = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  を満たす位置から光蒸発流が流出していた。この位置を光蒸発面とおくことにする。 $D \leq 10^{-4}$  の場合には、ダスト量減少に伴って FUV によるダスト光電加熱の寄与が小さくなる。代わりに  $H_2$  pumping と X 線加熱がガスを加熱するが、ガス温度はダスト光電加熱が効いている場合と比較して  $\sim 2$  倍低くなる。そのため、図 5.11 に示すように  $\eta > 0$  を満たす範囲が狭くなった。 $H_2$  領域からの蒸発への寄与は少なかった。その結果、より密度の低い領域からしか質量損失がなかったため、 $N_{H_2} = 10^{19} \text{ cm}^{-2}$  を満たす位置を光蒸発面とおく。

図 5.10 から、ダスト光電加熱の加熱率は  $\propto D$  に従ってダスト量とともに減少しているのに対して、 $H_2$  pumping の加熱率はダスト量によって変化していなかった。 $H_2$  生成過程としてダスト上での反応が挙げられるが、光蒸発面の  $H_2$  は主に移流によって円盤側から供給されていた。そのため、光蒸発面での  $H_2$  アバンダンスはダスト量によらず、結果的に  $H_2$  pumping の加熱率もダスト量に依存しないことが分かった。また、光蒸発面での  $H_2$  生成反応としては



の電荷交換反応が支配的であった。光蒸発面での主な  $H_2^+$  生成・破壊反応を図 5.12 に示す。光蒸発面では  $H_2$  が X 線によってイオン化されることで  $H_2^+$  になり、HI との電荷交換反応によって  $H_2$  に戻る過程を繰り返していた。

光蒸発面で  $H_2^+$  は HI との反応が主な反応経路であったが、図 5.12 から  $e^-$ 、 $H^-$  との反応も  $H_2^+$  のアバンダンスに寄与していることを明らかにした。本研究には取り入れていないが、 $H_2^+$  は中性領域で次のような反応を起こすことが知られている。その反応と反応係数を以下に示す。



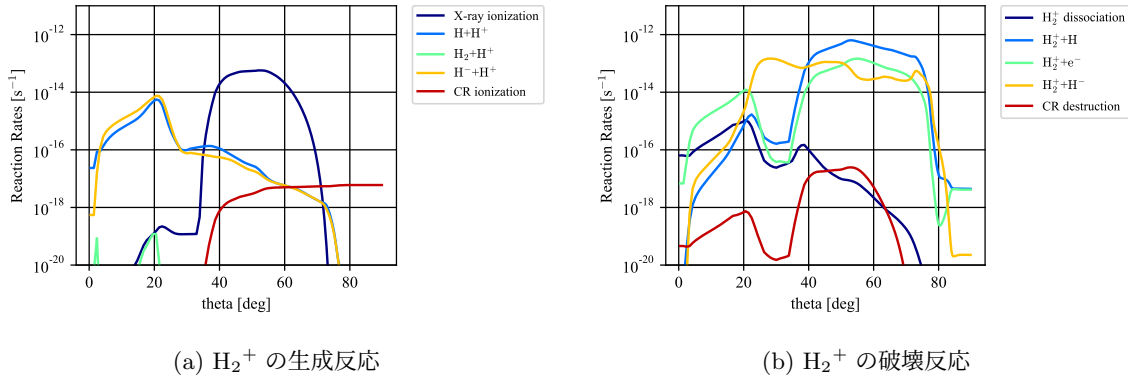
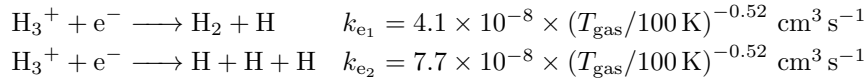
(a)  $\text{H}_2^+$  の生成反応(b)  $\text{H}_2^+$  の破壊反応

図 5.12:  $[M_* = 1 M_\odot, \mathcal{D} = 10^{-6}, \phi_{\text{EUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{FUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{X-ray}, 1 M_\odot}]$  の場合について、中心星からの距離  $r = 10 r_g$  の線上での  $\text{H}_2^*$  の生成・破壊反応を示す。光蒸発面は  $\theta \sim 60 \text{ deg}$  に位置している。(a) 主な  $\text{H}_2^+$  の生成反応を示す。(紺) X線によるイオン化 (青)  $\text{H} + \text{H}^+ \rightarrow \text{H}_2^+$  (黄緑)  $\text{H}_2 + \text{H}^+ \rightarrow \text{H}_2^+ + \text{H}$  (オレンジ)  $\text{H}^- + \text{H}^+ \rightarrow \text{H}_2^+ + e^-$  (赤) 宇宙線によるイオン化に対応している。(b)  $\text{H}_2^+$  の破壊反応を示す。(紺) FUV による解離 (青)  $\text{H}_2^+ + \text{H} \rightarrow \text{H}_2 + \text{H}^+$  (黄緑)  $\text{H}_2^+ + e^- \rightarrow 2\text{H}$  (オレンジ)  $\text{H}_2^+ + \text{H}^- \rightarrow \text{H}_2 + \text{H}$  (赤) 宇宙線による破壊に対応している。本研究では宇宙線による反応を考慮していないが、参考のために表示した。宇宙線によるイオン化が円盤内での  $\text{H}_2^+$  の生成反応に寄与している。光蒸発には光蒸発面での化学組成、加熱過程が重要であるため、宇宙線による光蒸発過程への効果は無視できると考えられる。

$\text{H}_3^+$  はすぐに周りの電子と以下のように反応する。



これらの反応係数は大きく変わらない。 $\text{H}_3^+$  が  $\text{H}_3^+ + e^- \rightarrow \text{H}_2 + \text{H}$  の反応経路を辿る場合、 $\text{H}_2$  が生成されるため、 $\text{H}_2^+ + \text{H}_2 \rightarrow \text{H}_3^+ + \text{H}$  の反応と合わせて考えると、 $\text{H}_2$  のアバundanceは変わらない。一方で、 $\text{H}_3^+ + e^- \rightarrow \text{H} + \text{H} + \text{H}$  の反応経路を辿る場合、全体を通して  $\text{H}_2$  が破壊される反応になっている。簡単のために、光蒸発面で平衡状態に達していると仮定すると  $\text{H}_3^+$  のアバundanceについて以下の関係式が得られる。それぞれの化学種のアバundanceは  $[e^-] = 10^{-3}$ 、 $[\text{H}_2^+] = 10^{-7}$ 、 $[\text{H}_2] = 0.5$  とし、ガス温度は  $T_{\text{gas}} = 300 \text{ K}$  とする。

$$\begin{aligned} \frac{d[\text{H}_3^+]}{dt} &= k_{\text{H}_2}[\text{H}_2^+][\text{H}_2] - (k_{e_1} + k_{e_2})[\text{H}_3^+][e^-] = 0 \\ [\text{H}_3^+] &= \frac{k_{\text{H}_2}[\text{H}_2^+][\text{H}_2]}{(k_{e_1} + k_{e_2})[e^-]} \sim 1.56 \times 10^{-13} \end{aligned}$$

以上から光蒸発面での  $\text{H}_3^+$  のアバundanceを見積もることができた。 $\text{H}_3^+ + e^- \rightarrow \text{H} + \text{H} + \text{H}$  が最終的に  $\text{H}_2$  破壊反応であるので、この反応率を計算すると  $R_{\text{H}_3^+, \text{des}} = 6.79 \times 10^{-17} \text{ s}^{-1}$  となる。光蒸発面での  $\text{H}_2$  アバundanceに比べて十分小さく無視できることが分かる。

次に、本研究では計算に取り入れなかった宇宙線の影響について考える。 $\text{H}_2^+$  は X 線だけでなく、宇宙線によってもイオン化する。星間空間中の宇宙線によるイオン化率は  $\zeta \approx 2 \times 10^{-16} \text{ s}^{-1}$  と見積もられている (Indriolo et al., 2007)。反応率は  $\text{H}_2$  の個数密度に比例するため、図 5.12 に示すように円盤内部の密度が高い領域で宇宙線によるイオン化が起きる。光蒸発は円盤表面での化学構造や温度分布が重要であるため、円盤内部の電離に寄与する宇宙線は本研究では取り入れなかった。

## 5.2.2 質量損失率

式 4.1 に従って、 $r_{\text{out}} = 100 \text{ au}$  と設定して質量損失率を計算した。計算領域の外側境界では、蒸発流の流れが反射することで、質量損失率が  $\pm 50\%$  変動していた。ダスト量が少ない場合には質量損失率が小さいため、この影響が相対的に大きくなっていた。特にシミュレーション後半ではその影響が大きかったため、840 yr から 5000 yr の間で時間平均をとった。その結果、図 5.13 に示すようになった。各ダスト量の場合の質量損失率について、円盤加熱過程が変わる  $D = 10^{-3}$  を境に最小二乗法を適用すると次のように表すことができる。

$$\dot{M} = \begin{cases} 1.0 \times 10^{-9} \times 10^{-0.15D^2 - 0.49D} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} & (D \geq 10^{-3}) \\ 5.6 \times 10^{-10} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} & (D \leq 10^{-5}) \end{cases}$$

ダスト量が  $D \geq 10^{-3}$  の場合には FUV によるダスト光電加熱によって光蒸発流が駆動されていた。ダスト量がそれより少ない場合には質量損失率も少なくなり、 $D < 10^{-5}$  でおおよそ  $\dot{M} \approx 5\text{--}6 \times 10^{-10} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  に収束した。

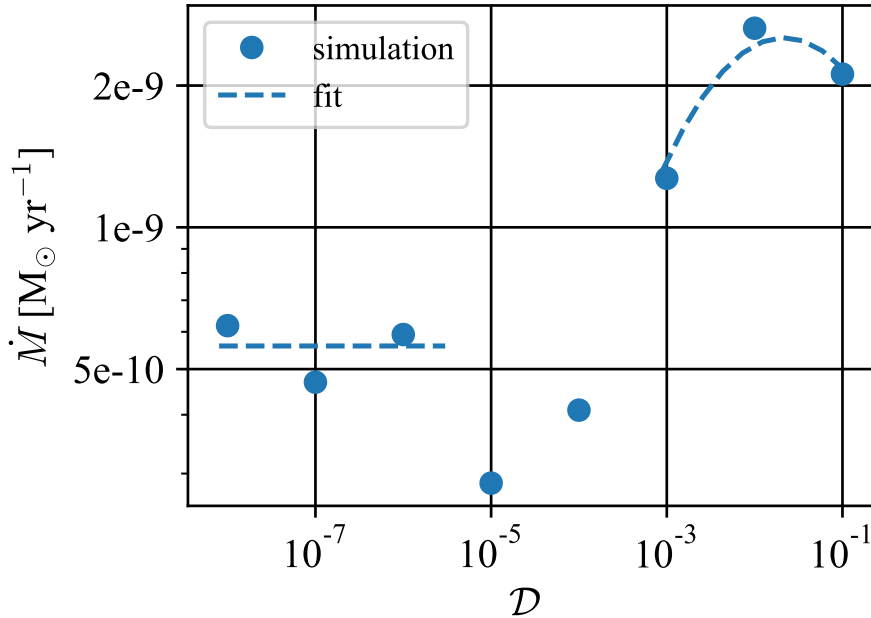


図 5.13: [ $M_* = 1 M_{\odot}, D = 10^{-1}\text{--}10^{-8}, \phi_{\text{EUV}}, 1 M_{\odot}, L_{\text{FUV}}, 1 M_{\odot}, L_{\text{X-ray}}, 1 M_{\odot}$ ] の場合の質量損失率を示す。点線がフィッティングを示す。 $D \geq 10^{-3}$  の場合には FUV によるダスト光電加熱が効果的に円盤ガスを加熱していた。 $\text{H}_2$  領域まで加熱して  $\eta > 0$  となっていて、光蒸発面は  $N_{\text{H}_2} = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  に位置していた。より密度の高い蒸発流が駆動され、質量損失率は大きくなっていた。 $D < 10^{-3}$  の場合にはダスト光電加熱の代わりに  $\text{H}_2$  pumping、X 線が円盤を加熱していた。このとき、 $T_{\text{gas}} \sim 300 \text{ K}$  ほどまでしか温められず、 $\eta > 0$  となる領域は  $\text{HII}$  領域と  $\text{HI}$  領域に限られた。光蒸発面は  $N_{\text{H}_2} = 10^{19} \text{ cm}^{-2}$  に位置にあり、質量損失率は低くなった。

ここで、ダスト量が少ない場合にどの加熱過程によって光蒸発流を駆動しているか明らかにするために、 $D = 10^{-6}$  の場合に着目して解析を行った。EUV による光蒸発への影響を見積もるため、イオン化したガス

の蒸発率を見積もった。式 4.1 に従って、 $y_{\text{HII}} > 0.5$  を満たすガスのみを質量損失として計算した。その結果、 $\dot{M} \simeq 4.1 \times 10^{-11} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  が得られた。これは、イオン、中性ガス合計の質量損失率より一桁低い。そのため、EUV の円盤加熱、さらには光蒸発への影響は小さいと見積もられる。さらに、中心星質量  $M_* = 1 M_{\odot}$ 、ダスト量が  $D = 10^{-6}$  で中心星光度が基準パラメータ  $\phi_{\text{EUV},1M_{\odot}}$ 、 $L_{\text{FUV},1M_{\odot}}$ 、 $L_{\text{X-ray},1M_{\odot}}$  の円盤について、加熱過程として EUV による加熱のみを考慮したシミュレーションを遂行した。この場合、HII 領域が円盤まで広がっていた。光蒸発面は EUV によって加熱され、EUV が光蒸発流を駆動していた。FUV や X 線による中性で密度の高い蒸発流は駆動されないことから、光蒸発面は密度の低い  $N_{\text{H}_2} = 10^{19} \text{ cm}^{-2}$  に位置していた。光蒸発面では EUV によって  $T_{\text{gas}} \sim 3000 \text{ K}$  まで温められていた。このとき、式 4.1 に従って質量損失率を計算すると  $\dot{M} \simeq 5.1 \times 10^{-11} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  であった。光蒸発面では EUV によって  $T_{\text{gas}} \sim 3000 \text{ K}$  まで加熱されより速度の大きい蒸発流が駆動されたが、密度が低いため、光蒸発率は小さかった。ここからも EUV による光蒸発率は低いことを明らかにした。

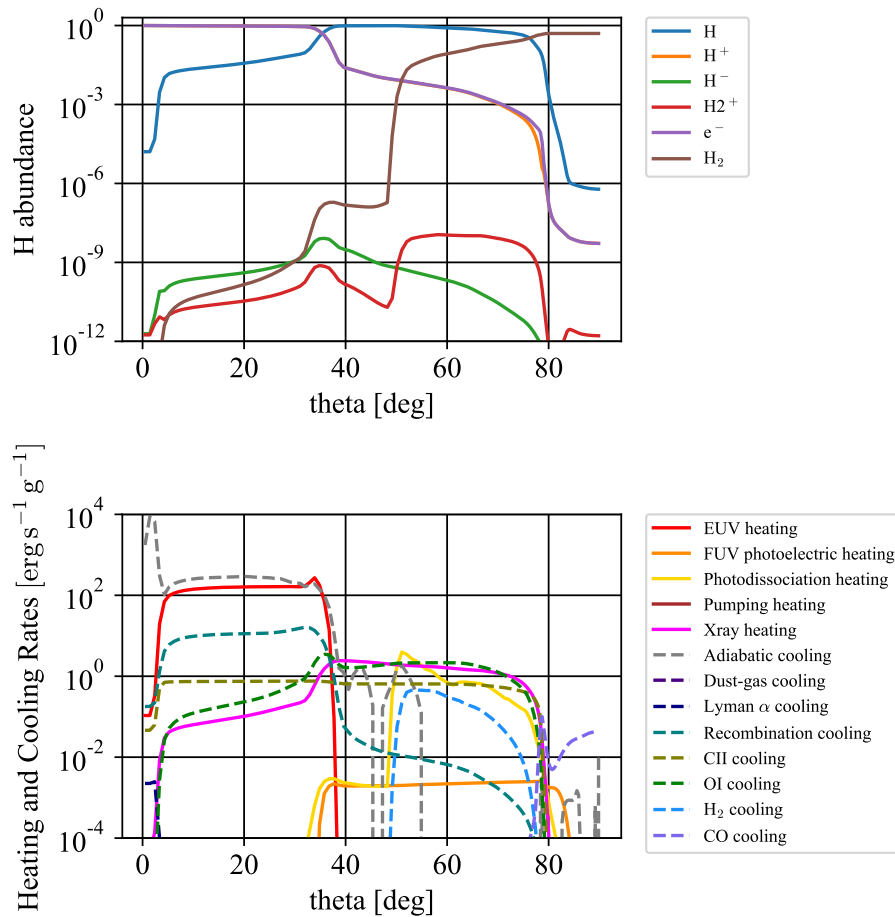


図 5.14:  $[M_* = 1 M_{\odot}, D = 10^{-6}, \phi_{\text{EUV},1M_{\odot}}, L_{\text{FUV},1M_{\odot}}, L_{\text{X-ray},1M_{\odot}}]$  と設定し、 $\text{H}_2$  pumping に伴う加熱を考慮しない場合について、中心星から  $r = 10 r_g$  の線上でのアブダンス、加熱・冷却率を示す。 $\text{H}_2$  pumping を考慮した場合と比べて HII 領域が円盤方向に広がって分布していた。円盤全体は主に X 線によって加熱されていた。

ダスト量が  $D < 10^{-3}$  の場合には  $H_2$  pumping と X 線によって光蒸発面が加熱されていた。どちらが主に光蒸発に寄与しているか明らかにするために下記のシミュレーションを行った。ダスト量が  $D = 10^{-6}$  を満たす場合に着目して、 $H_2$  pumping による加熱を考慮せずにシミュレーションを遂行した。、 $r = 10r_g$  上での各化学種のアバダンス、加熱・冷却率の分布を図 5.14 に示す。 $H_2$  pumping を考慮した場合と同様に  $\theta$  の小さい領域から順に HII 領域、HI 領域、 $H_2$  領域が広がっていた。 $H_2$  pumping を考慮していない場合は考慮した場合に比べて、HII 領域が  $\theta \sim 10$  deg 広く円盤方向に広がっていた。 $H_2$  pumping によって中心星近くの中性領域が加熱され、 $T_{\text{gas}} \sim 1000$  K となっていた。そのため、円盤ガスのスケールハイトが高くなり、EUV にとって光学的に厚くなり、HII 領域がコンパクトになったと考えられる。 $H_2$  pumping は中心星近くでのガス加熱にとって重要であることを再度確認した。その他の化学構造や温度構造は大きくは変わらなかった。式 4.1 に従って質量損失率を計算すると  $\dot{M} \simeq 1.0 \times 10^{-10} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  となった。これは  $H_2$  pumping を考慮した場合の 1/2 倍になっていた。ダスト量の少ない円盤では  $H_2$  pumping を考慮しなくても光蒸発による質量損失があったことから、 $H_2$  pumping と X 線加熱がどちらもガス加熱を通して光蒸発流を駆動していることを明らかにした。

ダスト量の少ない円盤であっても、 $H_2$  pumping と X 線による加熱によって光蒸発が起きることを示した。特に  $D = 10^{-8}$  の場合はダストのない始原星周りと同程度だと見なすことができる。そのため、本研究結果は太陽質量を持つ始原星周りの円盤も光蒸発によって質量損失することを示唆している。

### 5.2.3 円盤面密度損失率

4.1.3 節と同様に円盤面密度損失率を計算した。 $D = 10^{-2}, 10^{-4}, 10^{-6}$  の場合について図 5.15 に示す。

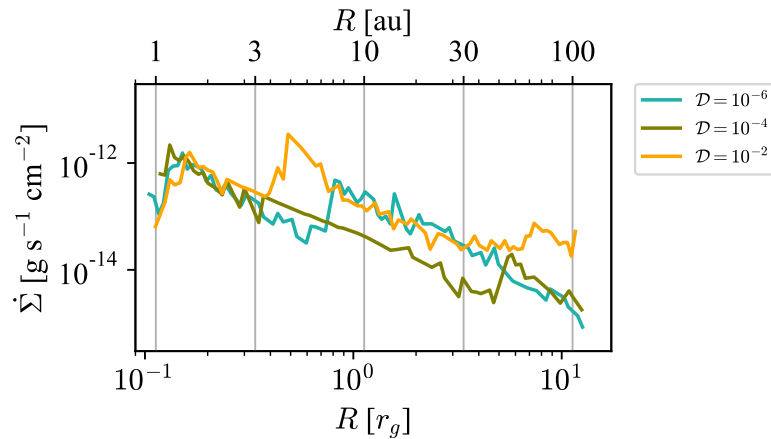


図 5.15:  $[M_{\star} = 1 M_{\odot}, D = 10^{-2}, 10^{-4}, 10^{-6}, \phi_{\text{EUV}, 1 M_{\odot}}, L_{\text{FUV}, 1 M_{\odot}}, L_{\text{X-ray}, 1 M_{\odot}}]$  の場合の円盤面密度損失率を示す。 $D = 10^{-2}$  の場合には  $R > 6r_g$  で特に  $\dot{\Sigma}$  が大きく、FUV によって効率的に外側円盤が加熱され蒸発していることを明らかにした。

FUV によるダスト光電加熱が効果的な  $D = 10^{-2}$  の場合には円盤外側からの寄与が大きい。 $H_2$  pumping と X 線加熱が円盤の温度構造を決めていた  $D = 10^{-4}, 10^{-6}$  の場合には円盤外側からの蒸発率は小さかつ



た。ダスト量の減少とともに支配的な加熱過程が変わることで、円盤のどこで蒸発が起きるかが変化することを明らかにした。

円盤進化に伴って円盤表面のダスト量が少なくなると、主な加熱源がダスト光電加熱から  $\text{H}_2$  pumping に伴う加熱に変わり、より内側から質量損失すると明らかにした。

#### 5.2.4 X線光度依存性

光蒸発面で  $\text{H}_2$  は X 線によってイオン化された  $\text{H}_2^+$  と  $\text{HI}$  の反応によって生成される。また、ダスト/ガス質量比が  $D < 10^{-3}$  であるような低ダスト量円盤では  $\text{H}_2$  pumping と X 線加熱によってガスが温められ、円盤ガスの温度構造が決まっている。以上の結果から、X 線は円盤の化学構造や温度分布に寄与すると示唆されている。観測的に X 線光度は同じスペクトル型の星でも数桁のばらつきがあることが明らかにされている。X 線光度の違いによる低ダスト量円盤の化学構造、温度分布や加熱過程の変化を明らかにするため、X 線光度をパラメータとした光蒸発シミュレーションを行う。これまでのシミュレーションで、 $\text{H}_2$  pumping と X 線加熱が主な加熱過程が異なることが示された、ダスト/ガス質量比  $D = 10^{-6}$  の場合について計算する。X 線光度を 0.01 倍、0.1 倍、10 倍に変える。X 線光度が 10 倍の星は若い星や低質量星に対応している。逆に X 線光度が 0.1 倍の星は年齢が数 Myr の星や対流層を持たない  $M_* \sim 3 M_\odot$  の星周りに対応している。

それぞれの場合について、 $r = 10r_g$  上での各化学種のアバンダンス、加熱・冷却率の分布を図 5.16 に示す。光蒸発面での  $\text{H}_2$  アバンダンスは変わらず、 $\text{H}_2$  pumping による加熱率も X 線光度に対して一定であった。X 線光度を 10 倍にした場合には円盤全体が X 線によって加熱されていた。その結果、 $\text{H}_2$  領域の温度は基準パラメータで計算した場合よりおよそ 2 倍高くなることを確認した。一方で、X 線光度を低くした場合には  $\text{H}_2$  pumping が円盤の主な加熱源となっていた。基準パラメータで遂行した計算から、円盤内側領域以外は  $\text{H}_2$  pumping と X 線加熱がほぼ同程度の加熱率でガス加熱に寄与していた。そのため、X 線光度を低くした場合に、主な加熱源は  $\text{H}_2$  pumping に変わったが、温度構造は大きくは変わらなかった。

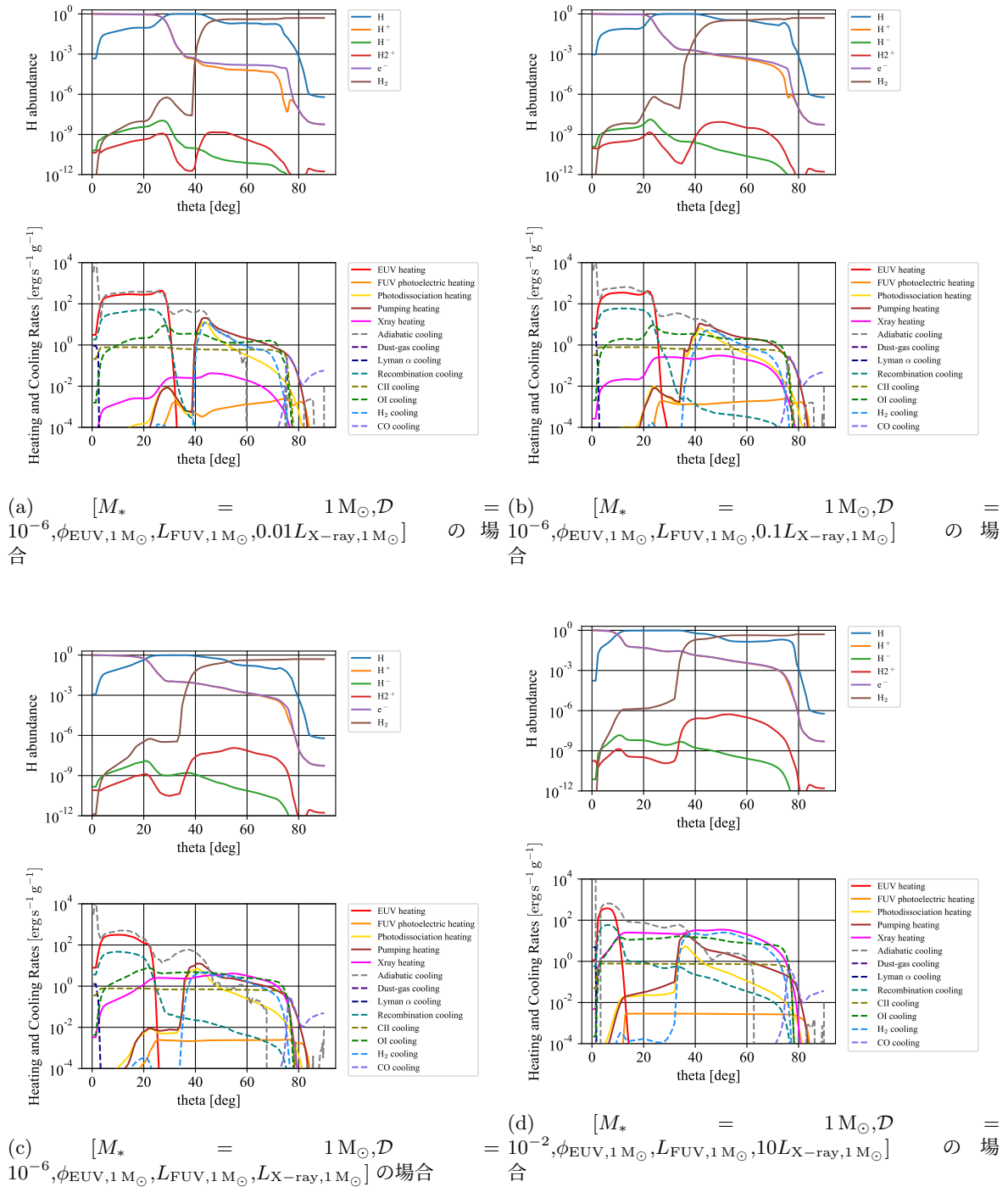


図 5.16:  $[M_* = 1 M_\odot, \mathcal{D} = 10^{-6}, \phi_{\text{EUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{FUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{X-ray}, 1 M_\odot}]$  の場合を基準として、X 線光度  $L_{\text{X-ray}, 1 M_\odot}$  を 0.01 倍、0.1 倍、10 倍に変えた場合での、中心星からの距離  $r = 10 r_g$  上でのアバダンスと加熱・冷却率を示す。  $L_{\text{X-ray}} = L_{\text{X-ray}, 1 M_\odot}$  を境にして、 $\text{H}_2$  pumping と X 線どちらが主な加熱源となるかが変わっていた。

式 4.1 に従って、 $r_{\text{out}} = 100 \text{ au}$  と設定して質量損失率を計算すると図 5.17 のようになった。また、以上の結果を X 線光度とともにまとめると表 5.3 のようになる。X 線光度を 10 倍にした場合には、X 線によって加熱されることで質量損失率が増加した。X 線光度を低くした場合には、温度構造は変わらず、結果的に質量損失率も変わらなかった。

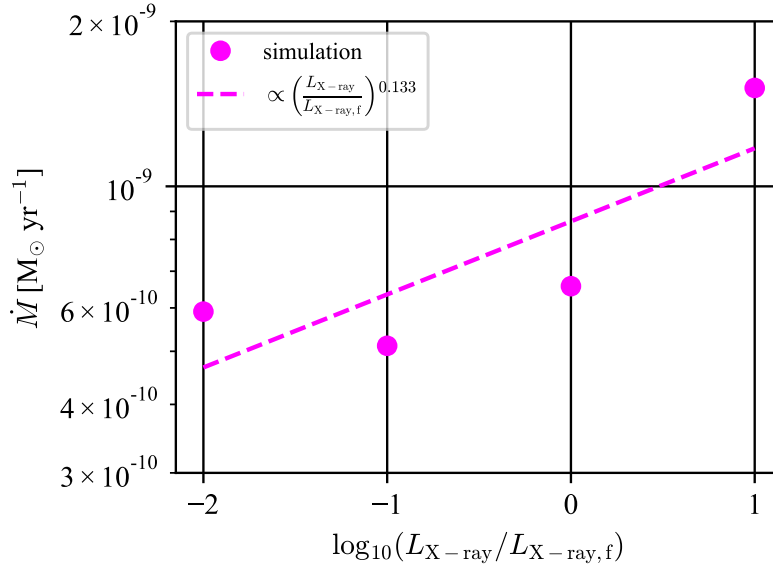


図 5.17:  $[M_* = 1 M_\odot, \mathcal{D} = 10^{-6}, \phi_{\text{EUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{FUV}, 1 M_\odot}, 0.01-10 L_{\text{X-ray}, 1 M_\odot}]$  の場合の質量損失率を示す。 $L_{\text{X-ray}} \leq L_{\text{X-ray}, f}$  の場合には  $\text{H}_2$  pumping が主な加熱源となって光蒸発に寄与していたため、質量損失率は X 線光度に依存していなかった。

表 5.3:  $\mathcal{D} = 10^{-2}, 10^{-6}$  の円盤について X 線光度を変えたときのパラメータと質量損失率

$\mathcal{D}$	$\log L_{\text{X-ray}} [\text{erg s}^{-1}]$	$\dot{M} [M_\odot \text{ yr}^{-1}]$
$10^{-2}$	28.4	$2.4 \times 10^{-9}$
$10^{-2}$	29.4	$2.5 \times 10^{-9}$
$10^{-2}$	30.4	$2.7 \times 10^{-9}$
$10^{-2}$	31.4	$5.3 \times 10^{-9}$
$10^{-6}$	28.4	$5.9 \times 10^{-10}$
$10^{-6}$	29.4	$5.1 \times 10^{-10}$
$10^{-6}$	30.4	$6.6 \times 10^{-10}$
$10^{-6}$	31.4	$1.5 \times 10^{-9}$

### 5.2.5 先行研究との比較

Wang and Goodman (2017) は EUV/FUV/X 線による加熱過程を取り入れて輻射流体計算を遂行した。EUV が主な加熱源となって光蒸発流を駆動していることを明らかにした。Wang and Goodman (2017) ではダストサイズは全て  $5\text{\AA}$  とし、ダスト/ガス質量比を  $D = 0.7 \times 10^{-4}$  と設定していた。本研究ではダストサイズとして  $dn(a) = k_{\text{dust}} a^{-3.5} da$  で表される MRN 分布を仮定した。MRN 分布では、ダスト密度は一定として  $\rho_{\text{dust}}$  とおくと、ダスト質量は次のように得られる。

$$\begin{aligned} M_{\text{dust}} &= \int \frac{4\pi}{3} \rho_{\text{dust}} k_{\text{dust}} a^3 dn(a) \\ &= \int_{a_{\text{min}}}^{a_{\text{max}}} \frac{4\pi}{3} \rho_{\text{dust}} k_{\text{dust}} a^{-1/2} da \\ &\approx \frac{8\pi}{3} \rho_{\text{dust}} k_{\text{dust}} a_{\text{max}}^{1/2} \end{aligned}$$

最大ダストサイズがダスト質量を決定していることが分かる。Wang and Goodman (2017) では小さいダストのみを考え、その質量がダスト/ガス質量比  $D = 0.7 \times 10^{-4}$  を満たしていた。ここで、Wang and Goodman (2017) で設定された小さいダストのアバンダンスが MRN 分布を満たしていると仮定してダスト/ガス質量比を再度計算すると、ダストサイズ分布と累積ダスト質量は図 5.18 のようになる。ここから、Wang and

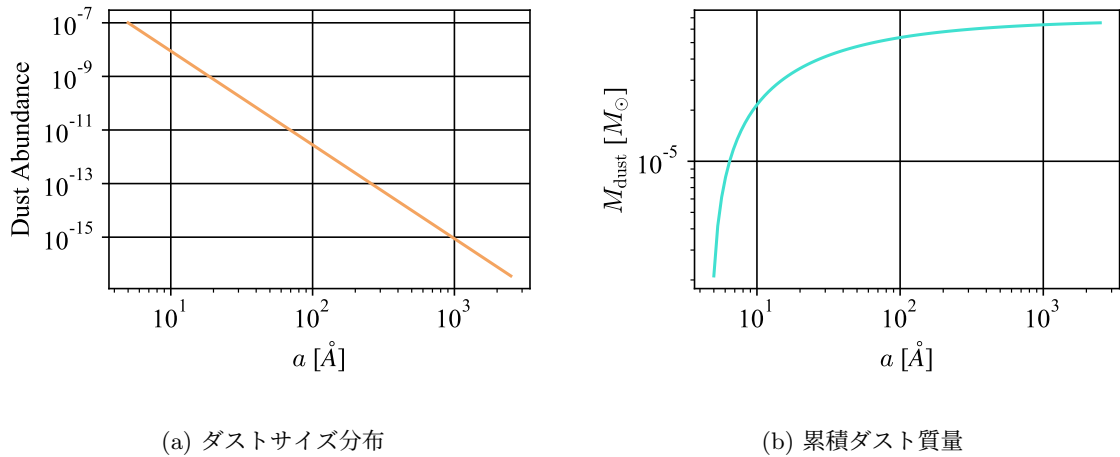


図 5.18: (a) ダストサイズ分布を示す。  $dn/da \propto a^{-3.5}$  に従っている。Wang and Goodman (2017) に従って、ダストサイズ  $a = 5\text{\AA}$  のときのアバンダンスを  $10^{-7}$  とおく。(b) 累積ダスト質量を示す。ダスト密度を  $\rho_{\text{dust}} = 2.25 \text{ g cm}^{-3}$  と仮定し、ダストサイズが小さい方から累積ダスト質量を計算した。ダスト質量は  $M_{\text{dust}} \propto a_{\text{max}}^{1/2}$  に従い、最大ダストサイズによって決まる。

Goodman (2017) の計算に用いられたダストサイズとアバンダンスを MRN 分布に焼き直すと、ダスト/ガス質量比は  $D = 2.2 \times 10^{-3}$  と求められる。よって、本研究で  $D = 10^{-3}$  と設定した場合の結果と比較する。

本研究では、ダスト/ガス質量比  $D = 10^{-3}$  のとき、質量損失率が  $\dot{M} \simeq 1.3 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  となっていた。これは Wang and Goodman (2017) で得られた  $\dot{M} \simeq 2.5 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  に比べておよそ半分であった。

本研究との違いとして、計算領域の違い、計算時間の違い、輻射輸送の取り入れ方が挙げられる。Wang and Goodman (2017) では計算領域を  $2 \text{ au} \leq r \leq 100 \text{ au}$  と設定していたのに対し、本研究では  $0.1 r_g \sim 0.9 \text{ au} \leq r$  と設定していた。そこで本研究では後ほど 6.2 節に示すように、実際に  $2 \text{ au} \leq r$  と設定して再度計算を

行った。中心星周りの化学構造は変わったが、全体の温度構造やそれによって決まる質量損失率に影響がないことを確かめた。次に計算時間について考察する。Wang and Goodman (2017) では、中心星放射から  $\sim 500$  yr の間光蒸発シミュレーションを遂行し、質量損失率を計算した。本研究では、 $r = r_g$  のガスが 10 回ケプラー回転する、 $\sim 8.4 \times 10^3$  yr にわたってシミュレーションを行った。準定常状態に至るまでの計算初期の結果を解析から取り除くため、計算時間の最初の 10% を除いて時間平均をとった。本研究において最初の  $\sim 500$  yr を用いて質量損失率を計算したところ、 $\dot{M} \simeq 2.6 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  となった。計算初期には中心星からの放射が直接密度の高い円盤部分に届くため、質量損失率を高く見積もっていると考えられる。

本研究では、HII 領域は密度が低く、 $\theta$  が小さい領域に限られていたが、Wang and Goodman (2017) では円盤表面まで広がっていて、化学構造に違いが見られた。さらに本研究では、EUV の持つエネルギーをスペクトル分布として与えているのに対して、EUV 光子は全て  $E = 25$  eV のエネルギーを持っていると仮定して計算していた。そのため、比較的に光学的に薄い位置で水素電離する EUV 光子は少なくなっていると考えられる。高エネルギーの光子ほど、放出された電離の持つ運動エネルギーが大きくなり、一回の電離による加熱率がより高くなる。EUV の水素吸収断面積は  $\propto (\nu/\nu_1)^{-3}$  に従って小さくなる。以上から、本研究よりも EUV がより円盤内部に到達して効率的にガスを加熱していると考えられる。

別の先行研究とも比較を行う。Nakatani et al. (2018b) は金属量をパラメータとして光蒸発シミュレーションを遂行した。このとき、ダスト/ガス質量比は金属量とともに変化すると仮定して  $D = 0.01 \times (Z/Z_{\odot})$  と設定した。金属量  $Z = Z_{\odot}$  の場合が、本研究でのダスト/ガス質量比  $D = 10^{-2}$  に対応する。金属量を減らした場合に、ダスト光電加熱が減少することが示された。特に金属量が  $Z < 10^{-2} Z_{\odot}$  の場合には、ダスト量が少ないことからダスト光電加熱がガス加熱に寄与せず、代わりに EUV による水素電離に伴う加熱が支配的であった。これは、本研究で明らかにした  $D < 10^{-3}$  を境に円盤加熱過程が変わる結果と整合的である。本研究ではダスト/ガス質量比を変えた場合でも、ガス中の C I、O I のアバンダンスは一定とした。そのため、ダスト量を減らした計算において、金属量を減らした場合とは異なり O I 輝線冷却がガス温度を下げていた。以上から、低ダスト量円盤と低金属量円盤での光蒸発過程は別に考慮する必要があるという示唆が得られる。

## 第6章 考察

### 6.1 円盤寿命の中心星質量依存性

光蒸発シミュレーションの結果から円盤寿命を見積もり、観測的に示唆されている円盤寿命の中心星質量依存性と比較する。Clarke et al. (2001) は、図 6.1 に示すように、中心星への降着と光蒸発の双方を考慮した円盤消失モデルを提唱した。円盤消失モデルでは、円盤は初期には主に降着によって質量を失う。その後、降着率が  $\sim 1 \text{ Myr}$  のタイムスケールで減少し、光蒸発による質量損失率と同程度になる。降着と光蒸発による質量損失はそれぞれ異なる  $R$  依存性を持ち、降着は中心星近く、光蒸発は円盤外側の質量損失に寄与する。そのため、降着と光蒸発の質量損失率が同程度になるとき、ある半径より内側では降着、外側では光蒸発によってガスを失う。この境界となる半径にはやがてギャップが形成される。ギャップより内側の部分は、降着によって  $\sim 10^5 \text{ yr}$  の短いタイムスケールで中心星に落ち込んだ結果、消失する。ギャップより外側部分では、中心星からの放射が直接円盤を加熱し光蒸発流を駆動することで消失させる (Alexander et al., 2014)。本研究では、円盤全体での降着と光蒸発による質量損失率が等しくなった時点を、内側円盤が消失するタイミングと同じであるとみなし、円盤寿命として扱う。

まず、降着と光蒸発による質量損失のタイムスケールを計算する。粘性によって角運動量輸送が起き、角運動量を失ったガスは中心星に落ち込む。Clarke et al. (2001) に従い、粘性係数は  $\nu = \nu_1 (R/R_1)$  に従う  $R$  依存性を持つとする。ここで、3.1 節から、降着のタイムスケールは  $\nu_1$ 、 $R_1$  を用いて次のように表される。

$$t_{\text{vis}} = \frac{R_1^2}{3\nu_1}$$

また、式 3.7 から、半径  $R$  の位置を通る降着率は以下のようなになる。

$$\dot{M}_{\text{acc}} = \frac{M_{\text{disk},0}}{2t_{\text{vis}}} T^{-3/2} \exp\left(-\frac{(R/R_1)}{T}\right) \left[1 - \frac{2(R/R_1)}{T}\right] \quad (6.1)$$

中心星への初期降着率  $\dot{M}_{\text{acc},0}$  は  $R \rightarrow 0$ 、 $t \rightarrow 0$  ( $\therefore T \rightarrow 1$ ) とすることで以下のように計算することができる。

$$\dot{M}_{\text{acc},0} = \frac{M_{\text{disk},0}}{2t_{\text{vis}}}$$

降着率  $\dot{M}_{\text{acc}}$  は時間  $t$  に対して  $\propto t^{-3/2}$  に従って、時間とともに減少する (Lynden-Bell and Pringle, 1974)。一方で光蒸発率は  $\dot{M}$  とおく。以上から、

$$\dot{M} \approx \dot{M}_{\text{acc},0} \left(\frac{\tau}{t_{\text{vis}}}\right)^{-3/2} \quad (6.2)$$

となるような時間  $\tau$  を求めれば良い。

光蒸発による質量損失率  $\dot{M}$  には、 $\sim 1 \text{ Myr}$  の系を想定して遂行した本研究のシミュレーション結果を適用する (4.1 節参照)。本研究の光蒸発シミュレーションは、FUV によるダスト光電加熱によって円盤ガスが温められ、光蒸発が起きることを明らかにした。中心星からの FUV 放射は、降着による衝撃波や彩層で

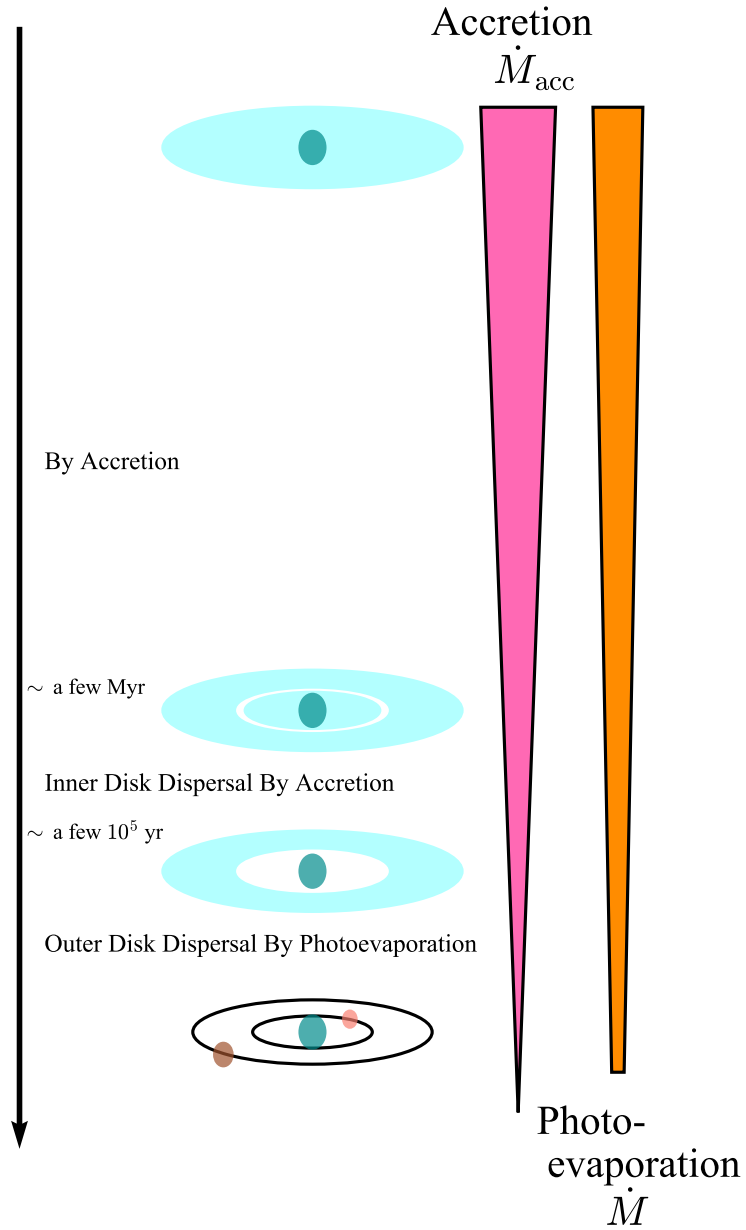


図 6.1: 円盤消失モデルを示す。本研究では降着と光蒸発を考慮に入れて円盤寿命を見積もる。降着率を  $\dot{M}_{acc}$  とおき、粘性降着によって時間とともに  $t^{-3/2}$  に従って減少するとする。降着率は  $\sim 1$  Myr のタイムスケールで減少する。光蒸発率  $\dot{M}$  には本研究で計算した値を用いる。降着率とともに中心星からの光度も低くなる。本研究ではそれに伴う光蒸発率の変化も考慮に入れる。

の活動から放射される。4.2節ではFUV放射強度によって光蒸発率が変わることを明らかにした。そのため、降着率の時間変化に伴ってFUV放射強度が減少すると降着率 $\dot{M}_{\text{acc}}$ も同時に減少すると考えられる。その効果も考慮して円盤寿命を見積もる。

降着率によってFUV放射強度は $L_{\text{FUV}} \propto \dot{M}_{\text{acc}}$ に従うとする (e.g., Calvet and Gullbring, 1998; Gullbring et al., 1998)。4.2節では、中心星質量を $M_* = 0.5, 1, 3 M_{\odot}$ に設定した場合について、FUV光度をパラメータとして光蒸発シミュレーションを行った。その結果、光蒸発による質量損失率は $\dot{M} \propto L_{\text{FUV}}^{\lambda}$  ( $0 < \lambda < 1$ )の形で表せることを明らかにした。以上から光蒸発による質量損失率と降着率には次のような関係が成立する。

$$\dot{M} \propto \dot{M}_{\text{acc}}^{\lambda}$$

系の年齢が $\sim 1 \text{ Myr}$ の場合の降着率 $\dot{M}_{\text{acc}}(1 \text{ Myr})$ 、光蒸発率 $\dot{M}(1 \text{ Myr})$ を使うと、任意の時間の光蒸発率は次のように書くことができる。

$$\dot{M} = \frac{\dot{M}(1 \text{ Myr})}{\dot{M}_{\text{acc}}(1 \text{ Myr})^{\lambda}} \dot{M}_{\text{acc}}^{\lambda}$$

以上のように降着率に伴う光蒸発の時間変化を考慮し、式 6.2 に従って円盤寿命を見積もると以下のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{\dot{M}(1 \text{ Myr})}{\dot{M}_{\text{acc}}(1 \text{ Myr})^{\lambda}} \dot{M}_{\text{acc}}^{\lambda} &= \dot{M}_{\text{acc}} \\ \frac{\dot{M}(1 \text{ Myr})}{\dot{M}_{\text{acc}}(1 \text{ Myr})^{\lambda}} &= \left( \dot{M}_{\text{acc},0} \left( \frac{\tau}{t_{\text{vis}}} \right)^{-3/2} \right)^{1-\lambda} \\ \therefore \tau &= t_{\text{vis}} \left[ \frac{\dot{M}_{\text{acc},0}}{\dot{M}(1 \text{ Myr})} \left( \frac{\dot{M}_{\text{acc}}(1 \text{ Myr})}{\dot{M}_{\text{acc},0}} \right)^{\lambda} \right]^{2/3(1-\lambda)} \end{aligned} \quad (6.3)$$

系の年齢が $\sim 1 \text{ Myr}$ の場合には、観測的に降着率は $\dot{M}_{\text{acc}}(1 \text{ Myr}) = 3 \times 10^{-8} (M_*/M_{\odot})^2 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ で近似される (Muzerolle et al., 2003; Gorti and Hollenbach, 2009)。光蒸発率 $\dot{M}(1 \text{ Myr})$ には $\sim 1 \text{ Myr}$ の系に対して行った本研究のシミュレーション結果 (4.1節参照) を用いる。これらの結果をもとに式 6.3 から円盤寿命を見積もる。降着のタイムスケールの計算に必要な初期円盤質量 $M_{\text{disk},0}$ と初期降着率 $\dot{M}_{\text{acc},0}$ を以下のパラメータに設定する。

$$(M_{\text{disk},0}, \dot{M}_{\text{acc},0}) = \begin{cases} (0.1 M_*, 3.0 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}) \\ (0.06 M_*, 3.0 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}) \\ (0.1 M_*, 1.0 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}) \end{cases} .$$

以上の設定から見積もった円盤寿命を青、赤、黄で図 6.2 に示す。

図 6.2 では、Bayo et al. (2012); Ribas et al. (2015) による観測で得られた円盤保有率から見積もった円盤寿命を示す。Bayo et al. (2012) は年齢 $\sim 5 \text{ Myr}$ の星形成領域 Lambda Orionis の Collinder 69 について多波長観測から円盤保有率を求めた。 $0.1 M_{\odot}$ ごとに中心星質量を分け、それぞれの $M_i$ について $M_* < M_i$ となる中心星周りに関して計算された円盤保有率を利用する。本研究では、与えられた円盤保有率 $f_{\text{disk}}$ が系の年齢 $t_{\text{age}}$ に関して

$$f_{\text{disk}} \propto \exp(-t_{\text{age}}) \quad (6.4)$$

に従って減少すると仮定する。その上で、以下のように円盤寿命 $t_{\text{life}}$ を見積もった。

$$t_{\text{life}} = -\frac{t_{\text{age}}}{\ln f_{\text{disk}}}$$



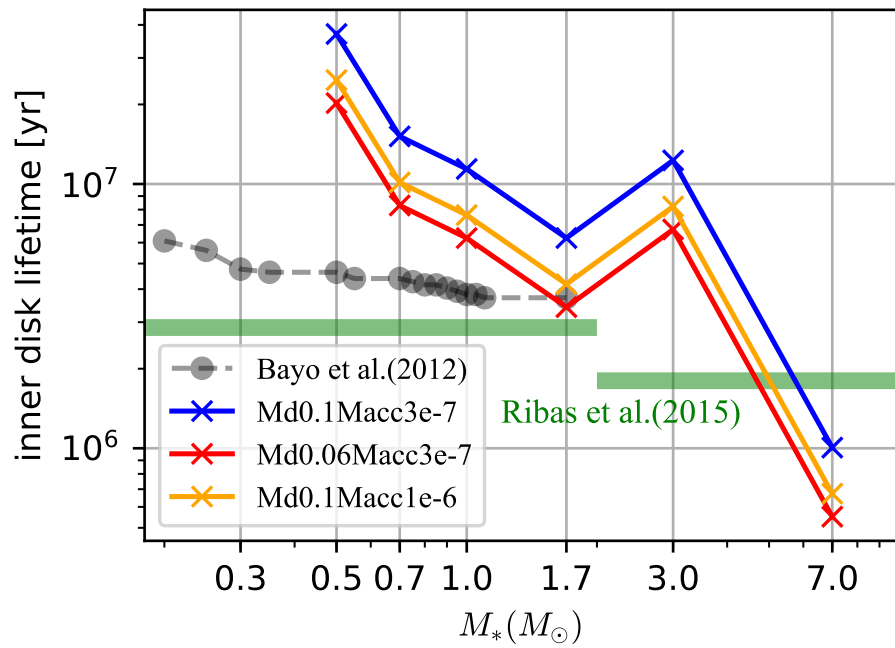


図 6.2: 4.1 節で行ったシミュレーション結果から見積もった円盤寿命のタイムスケールを示す。 $(M_{\text{disk},0}, \dot{M}_{\text{acc},0}) = (0.1 M_*, 3.0 \times 10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1})$  の場合が青線、 $(0.06 M_*, 3.0 \times 10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1})$  の場合が赤線、 $(0.1 M_*, 1.0 \times 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1})$  の場合が黄線に対応している。黒い点が Bayo et al. (2012) による多波長観測から見積もられた円盤寿命を表す。緑線が Ribas et al. (2015) による赤外線観測から見積もられた円盤寿命を表す。本研究では中心星質量が増加すると円盤寿命が減少していた。この傾向は観測結果と整合的であった。円盤寿命の中心星質量依存性の傾きは変わらないことから、初期円盤質量や初期降着率によらないことを明らかにした。

以上のように見積もった円盤寿命は図 6.2 で灰色の表示に対応している。

同様に Ribas et al. (2015) から円盤寿命を見積もった。Ribas et al. (2015) は、様々な年齢を持つ複数の星形成領域について赤外線円盤観測を行った。Ribas et al. (2015) では観測した円盤を年齢と中心星質量によって分類し、それぞれの性質を持つ系での円盤保有率を計算した。年齢は 3 Myr を基準に若い系 (1–3 Myr) と年老いた系 (3–11 Myr) に分けた。また、中心星質量に関しては  $2 M_{\odot}$  を基準に低質量星周り ( $M_* < 2 M_{\odot}$ ) と大質量星周り ( $M_* > 2 M_{\odot}$ ) に分類した。その結果、大質量星周りの円盤保有率は低いことから、大質量星周りでは円盤寿命が短く早い段階で消失していることが示唆された。本研究で導出した円盤寿命と比較するため、観測から得られた円盤保有率から Bayo et al. (2012) の場合と同様に円盤寿命を見積もった。ここで、年齢幅が広いと、若い系については 2 Myr、年老いた系については 7 Myr とみなして解析を行った。低質量星・大質量星周りそれぞれについて、2, 7 Myr の円盤保有率を式 6.4 の形でフィッティングすることで、円盤寿命を見積もった。得られた円盤寿命を図 6.2 に緑色で表示した。

中心星質量が増加するとともに円盤寿命が減少している点は観測結果と整合的であった。特に中心星質量が  $M_* \leq 1.7 M_{\odot}$  の場合については、本研究が観測より長く円盤寿命を見積もっていた。Kunitomo et al. (2020) では降着、光蒸発、磁気円盤風を考慮した 1 次元円盤進化シミュレーションを行い、中心星質量  $M_* = 1 M_{\odot}$  の星周りで、磁気円盤風が効果的に円盤を消失させることを明らかにした。以上から、本研究では考慮していない磁気円盤風など他の円盤消失過程の影響も考えられる。 $M_* = 3 M_{\odot}$  の場合には、円盤寿命が長く見積もられた。質量  $M_* = 3.0\text{--}10 M_{\odot}$  の星は  $\sim 1$  Myr で対流層を持たず、ダイナモ機構が効かないため、星表面での磁場運動が弱くなる (Flaccomio et al., 2003)。その結果として X 線光度が弱くなる。その影響で質量損失率が小さくなり、円盤寿命も短く見積もられたと考えられる。以上から、星進化も円盤進化や円盤寿命の重要なパラメータになりうるとの示唆が得られた。

Clarke et al. (2001) で提唱されたモデルでは、降着の粘性係数について  $\nu \propto R$  を仮定していた。図 6.2 で示した円盤寿命も同様の設定で見積もった。粘性係数の  $R$  依存性によって降着のダイムスケールは変わる (Hartmann et al., 1998)。より一般に粘性係数が  $\nu \propto R^{\kappa}$  の  $R$  依存性を持つと仮定すると、降着率の時間変化は次のように表せる。

$$\dot{M} \approx \dot{M}_{\text{acc},0} \left( \frac{t}{t_s} \right)^{-(5/2-\kappa)/(2-\kappa)}$$

本研究では、粘性係数が異なる  $R$  依存性を持つ場合についても円盤寿命を見積もることで様々な性質を持つ円盤の円盤進化の違いを明らかにする。このとき、式 6.3 から円盤寿命は次のように計算できる。

$$t_w = t_s \left[ \frac{\dot{M}_{\text{acc},0}}{\dot{M}(1 \text{ Myr})} \left( \frac{\dot{M}_{\text{acc}}(1 \text{ Myr})}{\dot{M}_{\text{acc},0}} \right)^{\lambda} \right]^{\chi}$$

$$\chi = \frac{(2-\kappa)}{(5/2-\kappa)(1-\lambda)}.$$

粘性係数の  $R$  依存性を  $\kappa = 3/2$  と設定して見積もった円盤寿命を図 6.3 に示す。 $\kappa = 1$  とした場合に比べて、円盤寿命は 1/2 倍になったが、中心星質量依存性は変わらなかった。

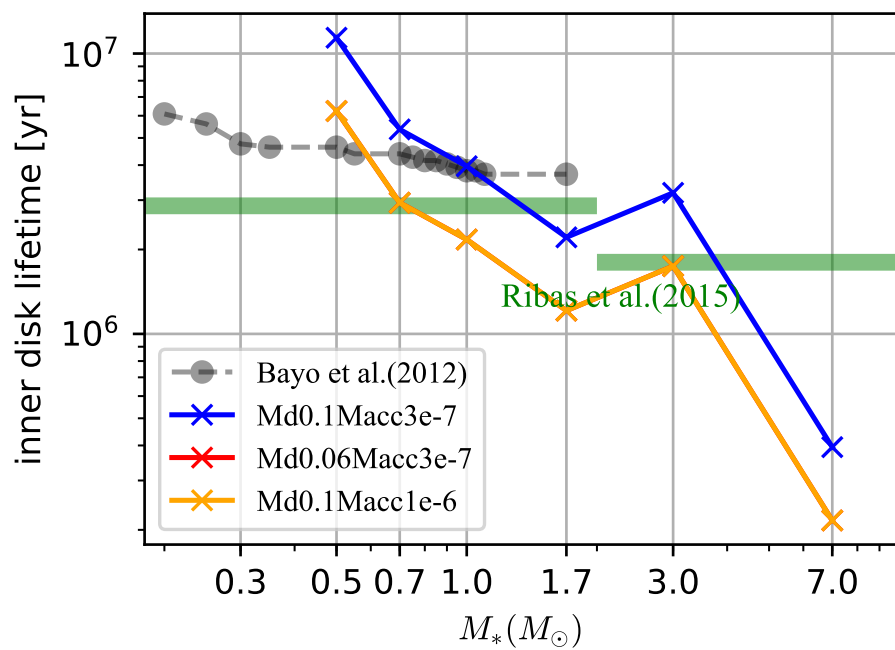


図 6.3: 粘性係数の  $R$  依存性を  $\kappa = 3/2$  と仮定してシミュレーションから見積もった円盤寿命を示す。それぞれの線について図 6.2 と同様である。円盤寿命の中心星質量依存性は  $\kappa = 1$  と設定した場合と変わらなかった。降着率や光蒸発率の中心星質量依存性が寄与していると考えられる。

## 6.2 中心星近くでの光蒸発

### 6.2.1 円盤内側径を変えた場合 ( $0.03r_g \leq r$ )

本研究では、円盤半径を  $0.1r_g \leq r \leq 20r_g$  として光蒸発シミュレーションを行ってきた。4.1.3 節ではシミュレーション結果から円盤面密度損失率を計算した。その結果、重力半径より内側でも光蒸発による質量損失が起きていることを明らかにした。そこで、中心星質量  $M_* = 1M_\odot$ 、ダスト/ガス質量比  $\mathcal{D} = 10^{-2}$  の場合に、計算領域を中心星近傍の  $r = 0.03r_g$  まで広げて再度光蒸発シミュレーションを遂行し、境界条件依存性を調べるとともに、どこで光蒸発が起きるのか確かめた。

4.1.3 節に従い、シミュレーション結果から円盤面密度損失率を計算した。図 6.4 では、計算領域を  $0.1r_g \leq r \leq 20r_g$  に設定した場合を青、 $0.03r_g \leq r \leq 20r_g$  に設定した場合を赤で示す。光蒸発による質量

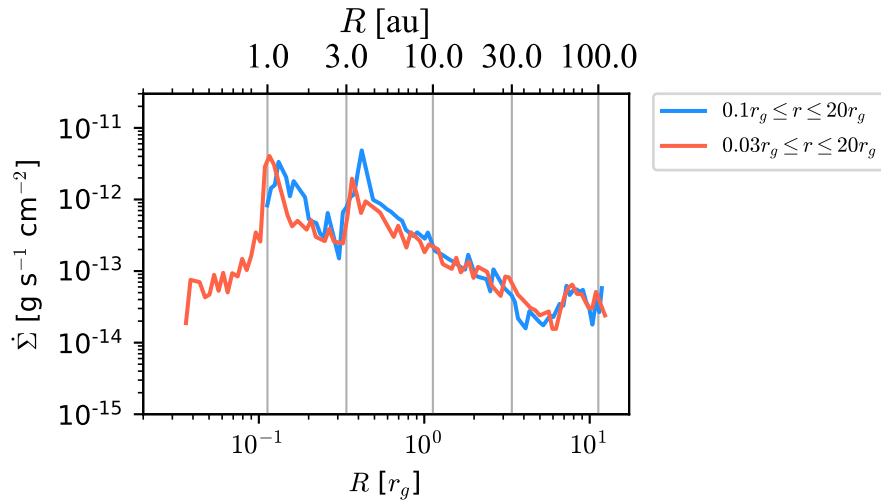


図 6.4: [ $M_* = 1M_\odot, \mathcal{D} = 10^{-2}, \phi_{\text{EUV}, 1M_\odot}, L_{\text{FUV}, 1M_\odot}, L_{\text{X-ray}, 1M_\odot}$ ] の場合に計算領域を  $0.03r_g \leq r \leq 20r_g$  と設定して得られた円盤面密度損失率を示す。計算領域を  $0.03r_g \leq r \leq 20r_g$  とした場合を赤線、 $0.1r_g \leq r \leq 20r_g$  と設定した場合を青線で示す。中心星近くから蒸発したガス流が中心星からの光を遮り、 $0.1r_g < R < 0.2r_g$ 、 $0.4r_g < R < 0.7r_g$  の範囲で円盤面密度損失率は小さくなっていた。全体の質量損失率は変わらなかった。

損失は中心星近くの  $r < 0.1r_g$  でもわずかに起きていることを明らかにした。

計算領域を  $0.03r_g \leq r \leq 20r_g$  に設定した場合にも 2 つのピークを持っていた。外側のピークは計算領域を  $0.03r_g \leq r \leq 20r_g$  に設定した場合と同じ  $R \approx 0.4r_g$  にあり、どちらも FUV によって駆動された蒸発流が流れ出しているピークだと考えられる。内側のピーク位置は  $R \approx 0.1r_g$  で、密度が高い円盤表面から EUV によって駆動された蒸発流に対応していると考えられる。

計算領域を  $0.03r_g \leq r \leq 20r_g$  に設定した場合は  $0.03r_g \leq R \leq 0.1r_g$  の領域からも光蒸発流が流出していた。減光度  $A_V = 0.5$  を満たす位置が円盤のより上空に位置していたことから、このような中心星近傍からの蒸発流は、中心星からの放射を遮る役割をしていたと考えられる。以上の理由から  $0.1r_g < R < 0.2r_g$ 、 $0.4r_g < R < 0.7r_g$  の範囲で円盤面密度損失率が小さくなっていた。式 4.1 から  $r_{\text{out}} = 20 \text{ au}$  と設定して質

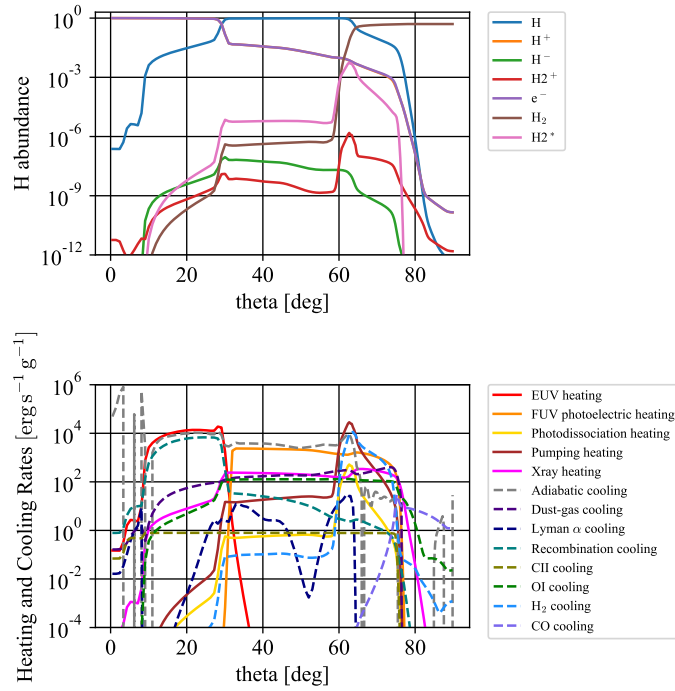
質量損失率を計算すると、 $\dot{M} \simeq 4.3 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  となり、計算領域を  $0.1r_g \leq r \leq 20r_g$  に設定した場合に得られた質量損失率  $\dot{M} \simeq 4.3 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  と変わらなかった。以上から、 $r \leq 0.1r_g$  のような中心星近くでも光蒸発が起き、その光蒸発流は中心星放射を遮ることで内側円盤でのスケールハイトなど物理構造に影響するが、質量損失率は変わらなかった。図 4.7 では、中心星からの FUV 放射によって外側円盤からの質量損失の寄与が大きいことを示した。

### 6.2.2 円盤内側径を変えた場合 ( $0.22r_g \leq r$ )

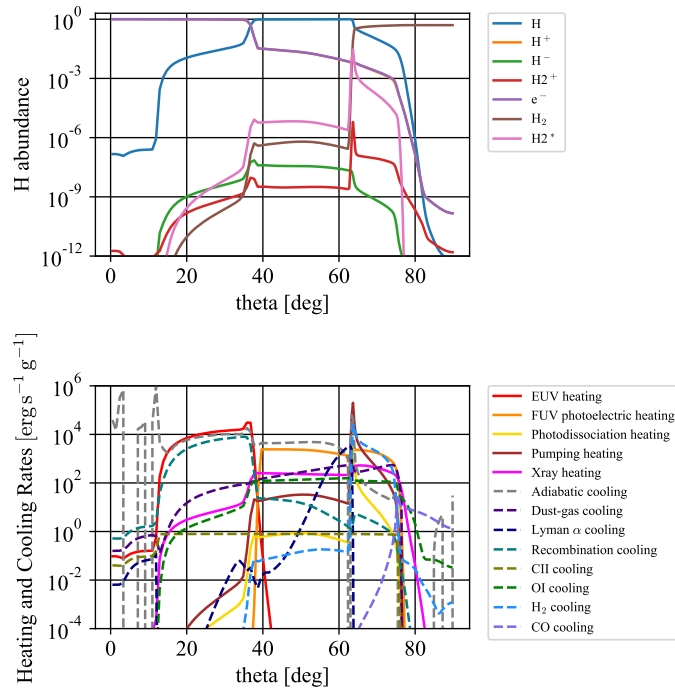
本研究では、中心星周りからの質量損失への寄与を統合的に取り入れるために計算領域を  $0.1r_g \leq r \leq 20r_g$  として光蒸発シミュレーションを行った。中心星質量を  $M_* = 1 M_{\odot}$ 、ダスト/ガス質量比を  $\mathcal{D} = 10^{-2}$  と設定する。先行研究では計算領域を様々な値に設定して計算している。設定によるシミュレーション結果への影響を見積もるため、 $0.22r_g \approx 2 \text{ au} \leq r$  として光蒸発シミュレーションを遂行した。

中心星周りで効果的な EUV は中心星近くからの蒸発流がないことから、より EUV がガスに到達しやすくなっていた。その結果、中心星から  $r = 1r_g$  の線上では加熱率が図 6.5 のようになり、 $0.22r_g \approx 2 \text{ au} \leq r$  の場合、 $\theta \sim 10 \text{ deg}$  大きい範囲まで HII 領域が広がっていた。

光蒸発面はダスト光電加熱により加熱されていたため、光蒸発の駆動源は変わらなかった。質量損失率は  $\dot{M} \simeq 2.5 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  となっていた。 $0.1r_g \approx 2 \text{ au} \leq r$  と設定した場合の質量損失率は  $\dot{M} \simeq 2.7 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  であり、変わらない。以上から、内側計算領域  $R_{\text{in}}$  の設定は  $0.03r_g \leq R_{\text{in}} \leq 0.22r_g$  の範囲では中心星近傍の加熱構造を変えるが、円盤の主な加熱源はダスト光電加熱で変わらず、質量損失率も変わらないことを明らかにした。Nakatani et al. (2021) では半径  $R = 25 \text{ au}$  の穴が空いた円盤について光蒸発シミュレーションを遂行した。加熱源として、EUV による水素電離に伴う加熱、FUV によるダスト光電加熱、X 線による各種元素のイオン化に伴う加熱、 $\text{H}_2$  解離に伴う加熱、 $\text{H}_2$  pumping に伴う加熱等を考慮に入れた。その結果、円盤表面まで HII 領域が広がり、EUV による加熱が円盤風を駆動していた。中心星周りに半径  $R = 50 \text{ au}$  の穴が空いている場合にも同様に光蒸発シミュレーションを遂行したが、質量損失に影響はないことを明らかにした。円盤内側径を数 au まで大きくすると、HII 領域が円盤表面まで広がり、EUV によって円盤風が駆動されると示唆されるが、それぞれの加熱過程では質量損失率が計算領域に依存しないと考えられる。



(a)  $[M_* = 1 M_\odot, \mathcal{D} = 10^{-2}, \phi_{\text{EUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{FUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{X-ray}, 1 M_\odot}]$  で計算領域を  $0.1 r_g \leq r \leq 20 r_g$  と設定した場合



(b)  $[M_* = 1 M_\odot, \mathcal{D} = 10^{-2}, \phi_{\text{EUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{FUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{X-ray}, 1 M_\odot}]$  で計算領域を  $0.22 r_g \leq r \leq 20 r_g$  と設定した場合

図 6.5:  $[M_* = 1 M_\odot, \mathcal{D} = 10^{-2}, \phi_{\text{EUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{FUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{X-ray}, 1 M_\odot}]$  で計算領域を  $0.1 r_g \leq r \leq 20 r_g$  と  $0.22 r_g \leq r \leq 20 r_g$  に設定した場合の化学構造、加熱・冷却過程を示す。計算領域を  $0.22 r_g \leq r \leq 20 r_g$  と設定した場合には HII 領域がより広がっていた。

### 6.3 円盤質量依存性

円盤質量は系によって数桁のばらつきを持つことが観測的に明らかになっている。円盤ガスの物理・化学構造が、円盤質量によってどのような影響を受けるのか明らかにするため、円盤質量をパラメータとして光蒸発シミュレーションを行う。様々な系での円盤消失を考慮し、その違いを統計的にまとめることは観測的に明らかになっている星・惑星系の多様性の原因を探る上で重要である。中心星質量は  $M_* = 1 M_\odot$  とし、ダスト/ガス質量比を  $\mathcal{D} = 10^{-2}$  とし、円盤質量を中心星質量の 0.1%、0.3%、1%、3%、10% と変えてシミュレーションを遂行した。

円盤の化学構造や加熱・冷却過程は円盤質量によって変わらなかった。 $\theta$  が小さい側から HII 領域、HI 領域、H<sub>2</sub> 領域が分布していた。ダスト光電加熱が光蒸発面の主な加熱源となり、光蒸発流を駆動していた。式 4.1 に従って、 $r_{\text{out}} = 100 \text{ au}$  と設定し、質量損失率を計算した。その結果、図 6.6 のようになった。

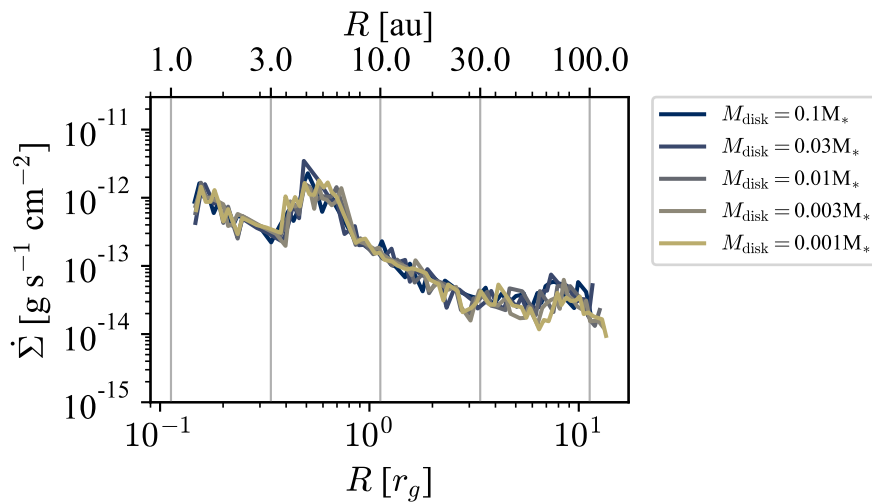


図 6.6:  $[M_* = 1 M_\odot, \mathcal{D} = 10^{-2}, \phi_{\text{EUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{FUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{X-ray}, 1 M_\odot}]$  の場合に、円盤質量を中心星質量の 0.1%、0.3%、1%、3%、10% に変えて得られた質量損失率を示す。どの場合についても加熱構造は変わらず、その結果として得られる質量損失率も変わらなかった。円盤質量の違いは円盤内部の密度の違いと考えることができる。そのため、光蒸発を考える上で円盤表面での加熱過程が特に重要であると示した。

また、円盤の化学構造や加熱・冷却率も円盤質量によって変わらないことを確認した。以上から、円盤光蒸発は円盤表面での温度構造や密度構造が重要であり、円盤内部の密度には依らないことを明らかにした。

Wölfer et al. (2019) では EUV、X 線放射を取り入れた流体計算を用いて光蒸発シミュレーションを行った。中心星質量を  $M_* = 0.7 M_\odot$  とし、円盤質量をパラメータとして中心星質量の 0.5–10% に変えて光蒸発シミュレーションを遂行した。その結果、光蒸発による質量損失率は円盤質量に依存しないことを明らかにした。Nakatani et al. (2021) ではダストが少なくなった円盤についても同様に質量損失率は円盤質量に依存しないことを示した。本研究結果はこれらの先行研究と整合的であることを確かめた。

## 6.4 光蒸発モデル

本研究では、4.1節で得られた光蒸発過程の中心星質量依存性を解明するために光蒸発モデルを構築した。シミュレーション結果から、 $N(\text{H}_2) = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  を満たす円盤面から光蒸発流が出ていた。この位置を光蒸発面と設定し、ここでの温度構造や密度分布が光蒸発による質量損失プロファイルを決定する。そこで、図 6.7 に示すように平衡状態に達した光蒸発面での物理量をモデル化する。

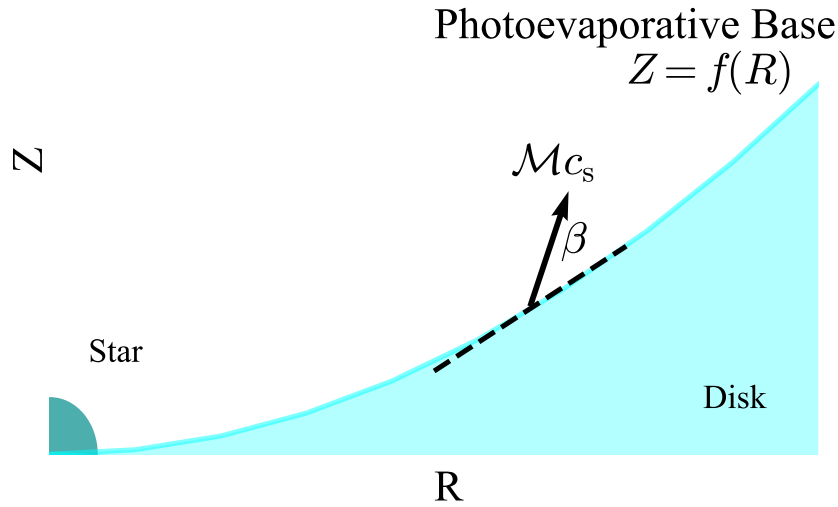


図 6.7: 光蒸発モデルの模式図を示す。光蒸発によって駆動されたガス流は定常状態に達していて、全て光蒸発面から流出すると仮定する。光蒸発面を  $Z = f(R)$  で近似する。蒸発流と光蒸発面との角度を  $\beta$  と設定する。蒸発流の速度は音速を用いて  $v_p = Mc_s$  とおく。

光蒸発面はシミュレーションから  $Z = f(R, M_*) = a(M_*)R^2 + b(M_*)R$  の形で表せると仮定する。中心星質量によって円盤温度が変わり、円盤の形状を決定するため、 $a(M_*)$ ,  $b(M_*)$  も中心星質量によって変化する。この蒸発面からマッハ数  $M$ 、蒸発流と光蒸発面との角  $\beta$  で光蒸発流が流出するとする。簡単のため、光蒸発面でガスはケプラー回転に従っているとし、 $v_\phi = \sqrt{GM_*/r}$  を用いる。ここから、光蒸発モデルによる質量損失率  $\dot{M}_{\text{model}}$  は次のように書くことができる。

$$\dot{M}_{\text{model}} = 2 \times \int_{R_{\text{min}}}^{R_{\text{out}}} ds 2\pi R \rho v_p \sin \beta \quad (6.5)$$

ここで、 $ds$  は光蒸発面上の微小線素とした。シミュレーションからそれぞれの物理量を中心星質量の関数にモデル化し、質量損失率を計算する。

シミュレーション結果から光蒸発面の位置  $f(R, M_*)$  を定める  $a$ 、 $b$  はフィッティングから次のように得ら



れる。

$$a(M_*) = \left[ 3.81 \times 10^{-5} \left( \frac{M_*}{M_\odot} \right)^2 - 5.44 \times 10^{-3} \left( \frac{M_*}{M_\odot} \right) + 4.58 \times 10^{-2} \right] \times r_g^{-1}$$

$$b(M_*) = 9.78 \times 10^{-1} \left( \frac{M_*}{M_\odot} \right) + 9.74 \times 10^{-3}.$$

光蒸発面上での温度分布は

$$T_{\text{fit}} = T_0(M_*) \left( \frac{r}{r_g} \right)^{\alpha(M_*)}$$

の形の関数で表すことができると仮定する。このとき、シミュレーション結果のフィッティングから次のように係数が決まる。

$$T_0 = 1.30 \times 10^3 + 2.79 \times 10^2 \left( \frac{M_*}{M_\odot} \right) \text{ K}$$

$$\alpha(M_*) = 8.92 \times 10^{-1} \left( \frac{M_*}{M_\odot} \right)^{-0.108}$$

光蒸発面上での密度構造についても同様に

$$\rho_{\text{fit}} = \rho_0(M_*) \left( \frac{r}{r_g} \right)^{c(M_*)}$$

の関数で書くことができるとすると

$$\rho_0(M_*) = 3.03 \times 10^{-18} \left( \frac{M_*}{M_\odot} \right)^{-0.309} \text{ g cm}^{-3}$$

$$c(M_*) = 3.60 \times 10^{-3} \left( \frac{M_*}{M_\odot} \right)^3 - 2.55 \times 10^{-2} \left( \frac{M_*}{M_\odot} \right)^2 - 4.42 \times 10^{-2} \left( \frac{M_*}{M_\odot} \right) - 0.640$$

のように決定される。

本研究では式 4.1 で示すように  $\eta > 0$  を満たすガスのみが、中心星からのポテンシャルを振り切って円盤から流出する運動エネルギーを持っているとして質量損失率を計算した。ガスのエンタルピー  $\eta$  は式 4.2 で定義される。光蒸発モデルでは、光蒸発面でのガスはケプラー回転に従って運動していることを仮定したので、 $v_\phi = \sqrt{GM_*/r}$  を用いるとエンタルピーは次のように書き直すことができる。

$$\eta = \frac{1}{2} \mathcal{M}^2 c_s^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} c_s^2 - \frac{GM_*}{2r}$$

光蒸発モデルにおいても、ガスが最終的に円盤から流出する条件は、光蒸発面上で  $\eta > 0$  であることとする。  $c_s$  は音速であるので、気体の状態方程式からボルツマン定数、平均分子量  $\mu$ 、水素原子質量、温度を用いて次のように書くことができる。

$$c_s = \sqrt{\frac{k_B T}{\mu m_H}}$$

以上の計算から  $\eta > 0$  の条件を光蒸発面上での温度分布を用いて書き直す。

$$\left( \frac{1}{2} \mathcal{M}^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \right) \frac{k_B T_0(M_*)}{\mu m_H} \left( \frac{r}{r_g} \right)^{\alpha(M_*)} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} c_s^2 - \frac{GM_*}{2r} > 0$$

$$\therefore r > r_{\text{min}} = r_g \left[ \frac{\gamma - 1}{(\gamma - 1) \mathcal{M}^2 + 2\gamma} \frac{\mu m_H GM_*}{k_B T_0(M_*) r_g} \right]^{\frac{1}{1 + \alpha(M_*)}}.$$

以上の結果から、 $r > r_{\min}$  の位置にあるガスのみが光蒸発によって流出するという条件になる。光蒸発面の形状から  $r_{\min}^2 = R_{\min}^2 + [f(R_{\min}, M_*)]^2$  を用いてこの条件を極座標系  $r_{\min}$  から円筒座標系  $R_{\min}$  に書き直す。

ここで、マッハ数  $M$  と蒸発流と光蒸発面の間角度  $\beta$  は中心星からの距離に強く依存していなかった。簡単のため、光蒸発面全体で以下のように設定した。

$$\bar{M} = 0.35 \times \left( \frac{M_*}{M_\odot} \right)^{0.40}$$

$$\sin \bar{\beta} = 0.5$$

光蒸発面上での微小線素は光蒸発面  $ds = \sqrt{1 + f'^2} dR$  と書き換える。 $f'$  は光蒸発面の傾きで、簡単のため、円盤全体で  $\bar{f}' = (f(R_{\text{out}}) - f(R_{\min})) / (R_{\text{out}} - R_{\min})$  とする。

ここまでで計算した光蒸発面上の物理量を用いて、式 6.5 から  $R_{\min} < R < R_{\text{out}}$  での質量損失率を計算すると以下ようになる。

$$\dot{M}_{\text{model}}(< R_{\text{out}}) = \frac{8\pi \bar{M} \sin \bar{\beta} \rho_0 \sqrt{kT_0 / \mu m_{\text{H}}} \sqrt{1 + \bar{f}'^2}}{(\bar{f}'^2 + b\bar{f}' + 2)(2 + c + \alpha/2)} \times r_{\text{g}}^2 \left( \frac{r_{\text{max}}/r_{\text{g}}}{\sqrt{1 + \bar{f}'^2}} \right)^{2+c+\alpha/2} \left[ 1 - \left( \frac{r_{\min}}{r_{\text{max}}} \right)^{2+c+\alpha/2} \right]$$

$$\simeq 2.97 \times 10^{-10} M_\odot \text{ yr}^{-1} \left( \frac{M_*}{M_\odot} \right)^{2.40} \left( \frac{r_{\text{max}}/r_{\text{g}}}{\sqrt{1 + \bar{f}'^2}} \right)^{2+c+\alpha/2}$$

$$\times \rho_{18} T_3^{1/2} \frac{\sqrt{1 + \bar{f}'^2} [1 - (r_{\min}/r_{\text{max}})^{2+c+\alpha/2}]}{(\bar{f}'^2 + b\bar{f}' + 2)(2 + c + \alpha/2)}$$
(6.6)

ここで、

$$r_{\text{max}} \equiv \sqrt{R_{\text{out}}^2 + [f(R_{\text{out}}, M_*)]^2}$$

$$\rho_{18} \equiv \rho_0 / 10^{-18} \text{ g cm}^{-3}$$

$$T_3 \equiv T_0 / 10^3 \text{ K}$$

とおいた。以上のように解析的に計算した質量損失率を図 6.8 に青で示す。同時に、シミュレーションから式 4.1 を用いて得られた質量損失率を赤で示す。解析的に計算した質量損失率は  $\dot{M}_{\text{model}} \propto M_*^{1.94}$  と最小二乗法で近似することができた。中心星質量の増加とともに質量損失率も増加し、シミュレーション結果を再現することができた。式 6.6 から、温度構造や光蒸発面の位置の中心星質量依存性が、全体の質量損失率の中心星質量依存性に寄与していることを明らかにした。 $r < r_{\min}$  からの質量損失は全体の質量損失率の 1-4% であった。4.1.3 節では、EUV による加熱によって  $r < r_{\min}$  の領域から質量損失が起きていることを確かめたが、全体の質量損失率に対してその効果は十分小さいことを確認した。

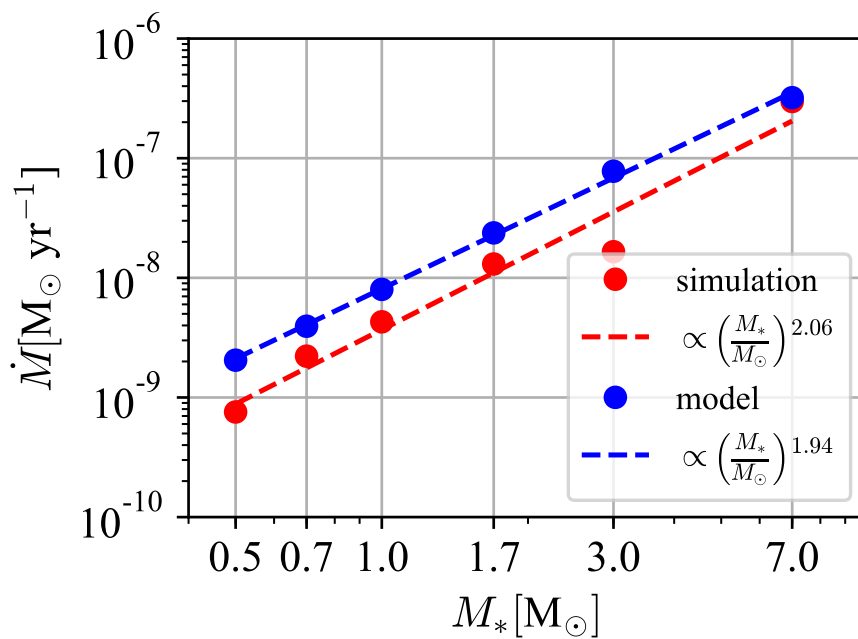


図 6.8: 4.1 節で得られたシミュレーションから得た質量損失率 (赤線) と光蒸発モデルから計算した質量損失率 (青線) を示す。光蒸発モデルはシミュレーション結果を整合的に再現していた。これらの結果から、光蒸発の中心星質量依存性には、円盤の密度分布や形状が重要なパラメータであることを示した。

## 6.5 H<sub>2</sub> pumping が効果的な円盤

5.1 節、5.2 節では H<sub>2</sub> pumping に伴う加熱を加熱過程として加えて光蒸発シミュレーションを遂行した。その結果、ダスト/ガス質量比が低く  $D < 10^{-3}$  の場合には H<sub>2</sub> pumping と X 線が円盤ガスを加熱して光蒸発流を駆動することを示した。また、中心星からの放射が強い  $M_* = 7 M_\odot$  の星周りでは H<sub>2</sub> 解離面が円盤表面に位置し、ダスト光電加熱と H<sub>2</sub> pumping によって光蒸発が起きることを示した。H<sub>2</sub> pumping の円盤ガス加熱における効果は、ダスト量や中心星光度に依存することを明らかにした。どのような性質を持つ円盤が H<sub>2</sub> pumping の影響を受けやすいのか解明するため、別セットのシミュレーションを遂行した。H<sub>2</sub> pumping が効果的となる円盤を理解することで、外側から蒸発しやすい円盤の性質を解明することに繋がる。また、円盤内側まで解像したシミュレーションの必要性がある場合について考察する。

H<sub>2</sub> pumping は FUV の一部のエネルギー帯である LW 光子によって起こることから、H<sub>2</sub> pumping による加熱率は FUV 光度に依存すると考えられる。また、5.2 節から、加熱過程の変化に伴って温度構造や質量損失率が変わることを明らかにした。以上から、FUV 光度は円盤損失プロファイルを変えると考えられる。中心星質量を  $M_* = 1 M_\odot$  と設定し、ダスト/ガス質量比  $D = 10^{-2}, 10^{-3}, 10^{-4}, 10^{-5}, 10^{-6}$  の場合について FUV 放射強度を  $L_{\text{FUV}, 1 M_\odot}$  に対して 0.1 倍、10 倍の  $L_{\text{FUV}} = 30.7, 32.7 [\text{erg s}^{-1}]$  に設定してシミュレーションを遂行した。これらの FUV 光度は実質的に中心星質量が  $\sim 0.5 M_\odot$  と  $\sim 3 M_\odot$  の場合に対応している。それぞれの FUV 光度と  $D$  のパラメータ設定を表 6.1 に示す。シミュレーションから得られた、各円盤での主な加熱過程を図 6.9 に示す。

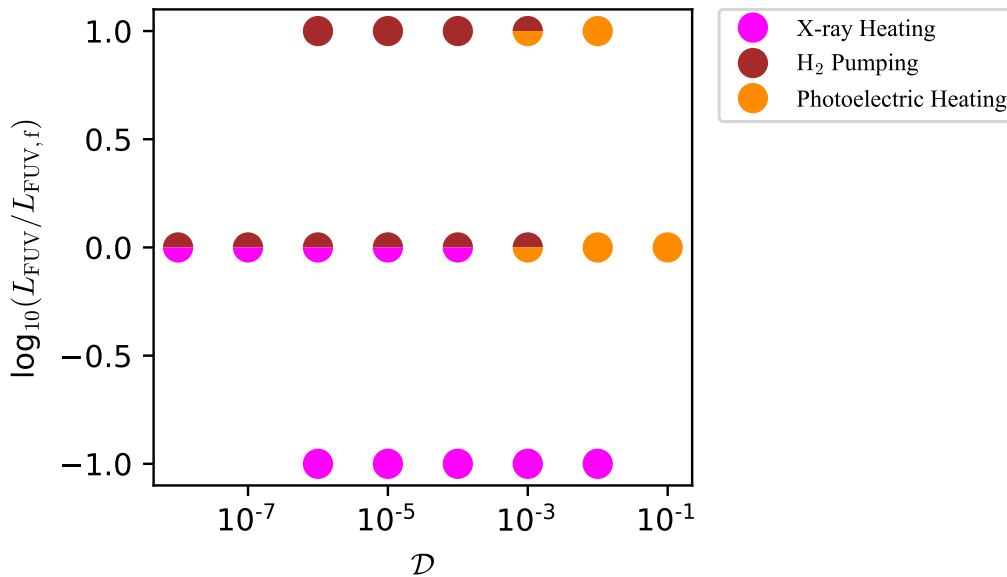


図 6.9: [ $M_* = 1 M_\odot, D = 10^{-2}-10^{-6}, \phi_{\text{EUV}, 1 M_\odot}, 0.1-10 L_{\text{FUV}, 1 M_\odot}, L_{\text{X-ray}, 1 M_\odot}$ ] の範囲でダスト/ガス質量比  $D$  と FUV 光度  $L_{\text{FUV}}$  を変えた場合の、円盤の主な加熱源を示す。横軸をダスト/ガス質量比、縦軸を FUV 光度とする。X 線加熱 (ピンク色)、H<sub>2</sub> pumping (茶色)、ダスト光電加熱 (オレンジ色) に対応している。 $D \geq 10^{-3}$  かつ  $L_{\text{FUV}}/L_{\text{X-ray}} \geq 1$  の場合のみダスト光電加熱が支配的な加熱源となる。このとき、外側円盤から効率的に質量を損失する。

それぞれのシミュレーションについて式 4.1 に従って、 $r_{\text{out}} = 100 \text{ au}$  と設定し質量損失率を計算した。その結果を FUV 光度、 $\mathcal{D}$  とともに表 6.1 にまとめる。それぞれの  $\mathcal{D}$  に関して、FUV 光度に対して質量損失率を表示すると図 6.10 のようになる。 $\mathcal{D} = 10^{-3}$  を境に円盤加熱過程は変わるが、質量損失率の FUV 光度依存性は変わらなかった。加熱過程がダスト光電加熱であるか、 $\text{H}_2$  pumping であるかによらず、FUV が効率的にガスを温めていた。どのダスト/ガス質量比の場合においても、FUV 光度が高くなると  $\eta > 0$  の領域が広がっていた。そのため、より密度の高い蒸発流が流出し、質量損失率が高くなった。図 6.10 には 4.1 節で行った、中心星質量をパラメータとして行ったシミュレーション結果を FUV 光度を横軸として示す。中心星質量  $M_* = 7 M_\odot$  の場合は中心星光度が大きく、他の中心星質量を持つ星周りと異なる化学構造を持っていたため、中心星質量  $M_* = 0.5\text{--}3 M_\odot$  の範囲のデータのみを表示する。最小二乗法によるフィッティングから、中心星質量を変えた場合には FUV 光度依存性は  $\dot{M} \propto (L_{\text{FUV}}/L_{\text{FUV},1M_\odot})^{0.7}$  に従っていた。どのダスト/ガス質量比の場合も質量損失率はおよそ  $\dot{M} \propto (L_{\text{FUV}}/L_{\text{FUV},1M_\odot})$  に従って、FUV 光度とともに質量損失率が増加した。中心星質量が低い場合には FUV 光度も同時に低くなるが、X 線光度も低くなるため  $L_{\text{FUV}}/L_{\text{X-ray}} > 1$  が成立し、ダスト光電加熱が効果的にガスを温めていた。FUV 光度のみを低くした場合には主な加熱源が X 線加熱に変わる。この場合にはガス温度がおよそ  $1/2$  となるため、質量損失率が低くなったと考えられる。

表 6.1: ダスト/ガス質量比  $\mathcal{D}$ 、FUV 光度を変えた場合のパラメータ設定と質量損失率

$\mathcal{D}$	$\log L_{\text{FUV}} \text{ (erg s}^{-1}\text{)}$	$\dot{M} \text{ (} M_\odot \text{ yr}^{-1}\text{)}$
$10^{-2}$	30.7	$1.7 \times 10^{-10}$
$10^{-2}$	31.7	$2.7 \times 10^{-9}$
$10^{-2}$	32.7	$1.3 \times 10^{-8}$
$10^{-3}$	30.7	$1.7 \times 10^{-10}$
$10^{-3}$	31.7	$1.3 \times 10^{-9}$
$10^{-3}$	32.7	$2.2 \times 10^{-8}$
$10^{-4}$	30.7	$1.1 \times 10^{-10}$
$10^{-4}$	31.7	$3.3 \times 10^{-10}$
$10^{-4}$	32.7	$1.0 \times 10^{-8}$
$10^{-5}$	30.7	$1.0 \times 10^{-10}$
$10^{-5}$	31.7	$3.0 \times 10^{-10}$
$10^{-5}$	32.7	$9.7 \times 10^{-9}$
$10^{-6}$	30.7	$1.3 \times 10^{-10}$
$10^{-6}$	31.7	$6.6 \times 10^{-10}$
$10^{-6}$	32.7	$9.1 \times 10^{-9}$

FUV を基準パラメータに設定した計算において  $\text{H}_2$  pumping と X 線加熱が効果的に円盤を温めていた。FUV 光度を減少させると、 $\text{H}_2$  pumping の加熱率も低くなり、X 線のみが主な加熱源となることで質量損失率は  $\dot{M} \sim 1\text{--}2 \times 10^{-10} M_\odot \text{ yr}^{-1}$  となっていた。この結果は 5.2 節で行った、 $\text{H}_2$  pumping を考慮しなかった場合と同様であり、整合的であった。

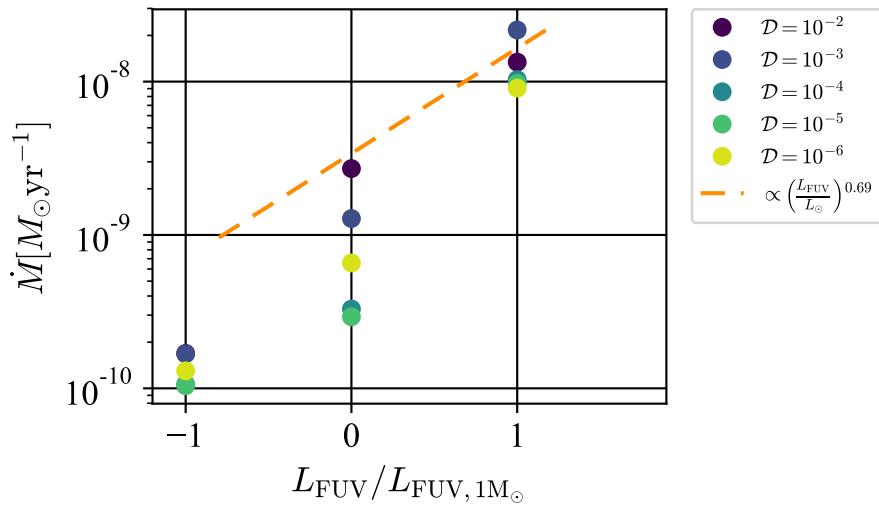


図 6.10: [ $M_* = 1 M_{\odot}, D = 10^{-2}-10^{-6}, \phi_{\text{EUV}, 1M_{\odot}}, 0.1-10 L_{\text{FUV}, 1M_{\odot}}, L_{\text{X-ray}, 1M_{\odot}}$ ] の場合の質量損失率を示す。色が黒から黄色にかけてダスト/ガス質量比が小さくなる。オレンジ線は、4.1 節で行った、中心星質量をパラメータとしたシミュレーション結果を FUV 光度を横軸として表示する。中心星質量  $M_* = 7 M_{\odot}$  の場合は中心星光度が大きく、異なる化学構造を持っていたため、中心星質量  $M_* = 0.5-3 M_{\odot}$  の範囲のデータのみを用いて最小二乗法でフィッティングを行った。どのダスト/ガス質量比の場合も質量損失率はおよそ  $\dot{M} \propto (L_{\text{FUV}}/L_{\text{FUV}, 1M_{\odot}})$  に従っていたが、中心星質量を変えた場合には FUV 光度依存性は  $\dot{M} \propto (L_{\text{FUV}}/L_{\text{FUV}, 1M_{\odot}})^{0.7}$  に従っていた。中心星質量が低い場合には FUV 光度も同時に低くなるが、X 線光度も低くなるため  $L_{\text{FUV}}/L_{\text{X-ray}} > 1$  が成立し、ダスト光電加熱が効果的にガスを温めていた。FUV 光度のみを低くした場合には主な加熱源が X 線加熱に変わり、質量損失率が低くなったと考えられる。

## 第7章 まとめ

赤外線観測から、惑星形成の現場と考えられている原始惑星系円盤は数 Myr で消失することが明らかになっている。さらに多波長を用いた観測から円盤寿命が中心星質量に依存すると示唆されている。惑星系は円盤物質から形成されるため、円盤寿命は惑星形成の時間制限であると考えられる。惑星形成の理解には円盤消失過程の解明が不可欠である。

原始惑星系円盤の消失過程として降着、磁気円盤風、光蒸発が挙げられる。円盤消失モデルでは降着、光蒸発の効果で中心星から数 au の位置にギャップができ、やがて円盤全体が消失する過程が提唱されている。本研究では初めて、中心星質量をパラメータとして輻射輸送・流体力学・非平衡熱化学を同時に統合的に解く光蒸発シミュレーションを遂行する。その結果を円盤消失モデルに応用することで、各中心星質量周りでの円盤寿命を見積もった。中心星質量が大きくなると円盤寿命が短くなることを明らかにした。この傾向は観測と整合的であった。

シミュレーションから、どの中心星質量の場合であっても FUV によるダスト光電加熱が主な加熱源であった。観測的にダストサイズや分布は円盤進化とともに変わることが明らかになっている。特に光蒸発流が駆動される円盤表面のダストは少なくなると示唆されている。そこで、ダスト量に直接影響を受けない  $H_2$  pumping を化学反応として加え、ダスト/ガス質量比をパラメータとして光蒸発シミュレーションを遂行した。その結果、ダスト量が減少するとともに円盤加熱過程が変わり、より円盤内側から質量損失があることを明らかにした。ダスト量が少ない場合は宇宙初期の円盤消失・惑星形成過程に応用可能であると考えている。

原始惑星系円盤の物理・化学構造は数 au スケールで変わる。光蒸発モデルからも中心星から数 au の位置にギャップが形成されることが示唆されている。今後のさらなる観測によって、様々な惑星が形成されている円盤での詳細な構造が明らかになると予想される。本研究では、中心星質量・光度や円盤ダスト進化など星・円盤系内部の性質に対する円盤消失過程の依存性を明らかにした。系の性質に依存して光蒸発による温度構造や円盤面密度損失率が異なることを示した。これらの違いは多様な円盤進化に繋がり、さらには円盤内で形成される惑星の多様性の原因となることを示唆している。実際に本研究の結果から長時間にわたって円盤面密度進化を計算するシミュレーションを行いたいと考えている。観測的に円盤質量・円盤半径は数桁に渡りばらつきを持つことが明らかになっている。円盤外側が中心星放射によって効率よく加熱される光蒸発過程では、円盤半径は光蒸発率を決定する重要なパラメータと考えられる。そこで実際に円盤形成シミュレーションを行うことで、光蒸発の寄与が大きくなる系の性質を明らかにし、観測された円盤の多様性の理解に繋がりたいと考えている。さらに、多様な進化をしている円盤での化学組成、ダスト分布からどこでどのような惑星が形成されるかという理解に繋がりたいと考えている。星・惑星系は実際には星形成領域で集団で形成される。特に、近傍星からの照射を含めた周りの星との相互作用は、円盤構造の形状や化学組成を変えることが示唆されている。そこで私は近傍星から放射された円盤について光蒸発シミュレーションを実際に遂行したいと考えている。星形成領域での星・円盤進化を相互作用も含めて考慮することで、惑星形成を決定する円盤物理量を統計的に解明したいと考えている。

本研究では流体力学、輻射輸送、非平衡熱化学を取り入れ、これまでより現実的な系における光蒸発過

---

程の円盤物理量依存性を明らかにした。これは惑星形成の環境である円盤進化の多様性の一因となりうる。惑星形成過程を理解し、そこで支配的な物理過程・化学反応を明らかにすることは、どのように地球が形成されたのかという科学の基本的な問いへの答えにつながる。



## 謝辞

研究指導等を通して指導教官の吉田直紀教授に大変お世話になりました。幅広い知識から多くのことを学びました。研究指導、書類添削等において理化学研究所の仲谷峻平基礎科学特別研究員に大変お世話になりました。本研究に用いた輻射流体シミュレーションコードを提供していただきました。ありがとうございました。副査の鈴木建教授、中川貴雄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。卓越大学院 FoPM での経済的支援に感謝しております。FoPM で副指導教員を担当していただいている山本智教授には面談を通して多くの助言をいただきました。最後に、家族に感謝いたします。

## 参考文献

- [1] Abel, T., Anninos, P., Zhang, Y., and Norman, M. L. 1997 “Modeling primordial gas in numerical cosmology,” *New A* **2**, No. 3, 181-207, DOI: 10.1016/S1384-1076(97)00010-9.
- [2] Aikawa, Y., Furuya, K., Yamamoto, S., and Sakai, N. 2020 “Chemical Variation among Protoplanetary Cores: Dependence on Prestellar Core Conditions,” *ApJ* **897**, No. 2, 110, DOI: 10.3847/1538-4357/ab994a.
- [3] Alexander, R. D. and Armitage, P. J. 2007 “Dust dynamics during protoplanetary disc clearing,” *MNRAS* **375**, No. 2, 500-512, DOI: 10.1111/j.1365-2966.2006.11341.x.
- [4] Alexander, R. D., Clarke, C. J., and Pringle, J. E. 2006a “Photoevaporation of protoplanetary discs - I. Hydrodynamic models,” *MNRAS* **369**, No. 1, 216-228, DOI: 10.1111/j.1365-2966.2006.10293.x.
- [5] ——— 2006b “Photoevaporation of protoplanetary discs - II. Evolutionary models and observable properties,” *MNRAS* **369**, No. 1, 229-239, DOI: 10.1111/j.1365-2966.2006.10294.x.
- [6] Alexander, R., Pascucci, I., Andrews, S., Armitage, P., and Cieza, L. 2014 “The Dispersal of Protoplanetary Disks,” in Beuther, H., Klessen, R. S., Dullemond, C. P., and Henning, T. eds. *Protostars and Planets VI*, 475, DOI: 10.2458/azu\_uapress.9780816531240-ch021.
- [7] Allers, K. N., Jaffe, D. T., Luhman, K. L. et al. 2007 “Characterizing Young Brown Dwarfs Using Low-Resolution Near-Infrared Spectra,” *ApJ* **657**, No. 1, 511-520, DOI: 10.1086/510845.
- [8] ALMA Partnership, Brogan, C. L., Pérez, L. M. et al. 2015 “The 2014 ALMA Long Baseline Campaign: First Results from High Angular Resolution Observations toward the HL Tau Region,” *ApJ* **808**, No. 1, L3, DOI: 10.1088/2041-8205/808/1/L3.
- [9] André, P., Men’shchikov, A., Bontemps, S. et al. 2010 “From filamentary clouds to prestellar cores to the stellar IMF: Initial highlights from the Herschel Gould Belt Survey,” *A&A* **518**, L102, DOI: 10.1051/0004-6361/201014666.
- [10] Andrews, S. M. 2020 “Observations of Protoplanetary Disk Structures,” *ARA&A* **58**, 483-528, DOI: 10.1146/annurev-astro-031220-010302.
- [11] Andrews, S. M. and Williams, J. P. 2005 “Circumstellar Dust Disks in Taurus-Auriga: The Submillimeter Perspective,” *ApJ* **631**, No. 2, 1134-1160, DOI: 10.1086/432712.
- [12] Andrews, S. M., Rosenfeld, K. A., Kraus, A. L., and Wilner, D. J. 2013 “The Mass Dependence between Protoplanetary Disks and their Stellar Hosts,” *ApJ* **771**, No. 2, 129, DOI: 10.1088/0004-637X/771/2/129.

- [13] Andrews, S. M., Terrell, M., Tripathi, A., Ansdell, M., Williams, J. P., and Wilner, D. J. 2018 “Scaling Relations Associated with Millimeter Continuum Sizes in Protoplanetary Disks,” *ApJ* **865**, No. 2, 157, DOI: 10.3847/1538-4357/aadd9f.
- [14] Anninos, P., Zhang, Y., Abel, T., and Norman, M. L. 1997 “Cosmological hydrodynamics with multi-species chemistry and nonequilibrium ionization and cooling,” *New A* **2**, No. 3, 209-224, DOI: 10.1016/S1384-1076(97)00009-2.
- [15] Ansdell, M., Williams, J. P., van der Marel, N. et al. 2016 “ALMA Survey of Lupus Protoplanetary Disks. I. Dust and Gas Masses,” *ApJ* **828**, No. 1, 46, DOI: 10.3847/0004-637X/828/1/46.
- [16] Ansdell, M., Williams, J. P., Manara, C. F., Miotello, A., Facchini, S., van der Marel, N., Testi, L., and van Dishoeck, E. F. 2017 “An ALMA Survey of Protoplanetary Disks in the  $\sigma$  Orionis Cluster,” *AJ* **153**, No. 5, 240, DOI: 10.3847/1538-3881/aa69c0.
- [17] Ansdell, M., Williams, J. P., Trapman, L. et al. 2018 “ALMA Survey of Lupus Protoplanetary Disks. II. Gas Disk Radii,” *ApJ* **859**, No. 1, 21, DOI: 10.3847/1538-4357/aab890.
- [18] Arce, H. G., Santiago-García, J., Jørgensen, J. K., Tafalla, M., and Bachiller, R. 2008 “Complex Molecules in the L1157 Molecular Outflow,” *ApJ* **681**, No. 1, L21, DOI: 10.1086/590110.
- [19] Armitage, P. J. 2010 *Astrophysics of Planet Formation*.
- [20] Armitage, P. J., Simon, J. B., and Martin, R. G. 2013 “Two Timescale Dispersal of Magnetized Protoplanetary Disks,” *ApJ* **778**, No. 1, L14, DOI: 10.1088/2041-8205/778/1/L14.
- [21] Bai, X.-N. and Stone, J. M. 2013 “Wind-driven Accretion in Protoplanetary Disks. I. Suppression of the Magnetorotational Instability and Launching of the Magnetocentrifugal Wind,” *ApJ* **769**, No. 1, 76, DOI: 10.1088/0004-637X/769/1/76.
- [22] Bakes, E. L. O. and Tielens, A. G. G. M. 1994 “The Photoelectric Heating Mechanism for Very Small Graphitic Grains and Polycyclic Aromatic Hydrocarbons,” *ApJ* **427**, 822, DOI: 10.1086/174188.
- [23] Bayo, A., Barrado, D., Stauffer, J. et al. 2011 “Spectroscopy of very low mass stars and brown dwarfs in the Lambda Orionis star forming region. I. Enlarging the census down to the planetary mass domain in Collinder 69,” *A&A* **536**, A63, DOI: 10.1051/0004-6361/201116617.
- [24] Bayo, A., Barrado, D., Huéramo, N., Morales-Calderón, M., Melo, C., Stauffer, J., and Stelzer, B. 2012 “Spectroscopy of very low-mass stars and brown dwarfs in the Lambda Orionis star-forming region. II. Rotation, activity and other properties of spectroscopically confirmed members of Collinder 69,” *A&A* **547**, A80, DOI: 10.1051/0004-6361/201219374.
- [25] Beckwith, S. V. W., Sargent, A. I., Chini, R. S., and Guesten, R. 1990 “A Survey for Circumstellar Disks around Young Stellar Objects,” *AJ* **99**, 924, DOI: 10.1086/115385.
- [26] Bergin, E., Calvet, N., D’Alessio, P., and Herczeg, G. J. 2003 “The Effects of UV Continuum and Ly $\alpha$  Radiation on the Chemical Equilibrium of T Tauri Disks,” *ApJ* **591**, No. 2, L159-L162, DOI: 10.1086/377148.

- 
- [27] Boyden, R. D. and Eisner, J. A. 2020 “Protoplanetary Disks in the Orion Nebula Cluster: Gas-disk Morphologies and Kinematics as Seen with ALMA,” *ApJ* **894**, No. 1, 74, DOI: 10.3847/1538-4357/ab86b7.
- [28] Calvet, N., D’Alessio, P., Watson, D. M. et al. 2005 “Disks in Transition in the Taurus Population: Spitzer IRS Spectra of GM Aurigae and DM Tauri,” *ApJ* **630**, No. 2, L185-L188, DOI: 10.1086/491652.
- [29] Calvet, N. and Gullbring, E. 1998 “The Structure and Emission of the Accretion Shock in T Tauri Stars,” *ApJ* **509**, No. 2, 802-818, DOI: 10.1086/306527.
- [30] Carpenter, J. M., Mamajek, E. E., Hillenbrand, L. A., and Meyer, M. R. 2006 “Evidence for Mass-dependent Circumstellar Disk Evolution in the 5 Myr Old Upper Scorpius OB Association,” *ApJ* **651**, No. 1, L49-L52, DOI: 10.1086/509121.
- [31] Carson, J., Thalmann, C., Janson, M. et al. 2013 “Direct Imaging Discovery of a “Super-Jupiter” around the Late B-type Star  $\kappa$  And,” *ApJ* **763**, No. 2, L32, DOI: 10.1088/2041-8205/763/2/L32.
- [32] Cesarsky, D., Lequeux, J., Abergel, A., Perault, M., Palazzi, E., Madden, S., and Tran, D. 1996 “Infrared spectrophotometry of NGC 7023 with ISOCAM.,” *A&A* **315**, L305-L308.
- [33] Cieza, L. A., González-Ruilova, C., Hales, A. S. et al. 2021 “The Ophiuchus DIsc Survey Employing ALMA (ODISEA) - III. The evolution of substructures in massive discs at 3-5 au resolution,” *MNRAS* **501**, No. 2, 2934-2953, DOI: 10.1093/mnras/staa3787.
- [34] Clarke, C. J., Gendrin, A., and Sotomayor, M. 2001 “The dispersal of circumstellar discs: the role of the ultraviolet switch,” *MNRAS* **328**, No. 2, 485-491, DOI: 10.1046/j.1365-8711.2001.04891.x.
- [35] Cridland, A. J., van Dishoeck, E. F., Alessi, M., and Pudritz, R. E. 2020 “Connecting planet formation and astrochemistry. C/Os and N/Os of warm giant planets and Jupiter analogues,” *A&A* **642**, A229, DOI: 10.1051/0004-6361/202038767.
- [36] Dahm, S. E. and Hillenbrand, L. A. 2007 “Spitzer Observations of NGC 2362: Primordial Disks at 5 Myr,” *AJ* **133**, No. 5, 2072-2086, DOI: 10.1086/512156.
- [37] D’Alessio, P., Calvet, N., Hartmann, L., Lizano, S., and Cantó, J. 1999 “Accretion Disks around Young Objects. II. Tests of Well-mixed Models with ISM Dust,” *ApJ* **527**, No. 2, 893-909, DOI: 10.1086/308103.
- [38] D’Alessio, P., Calvet, N., and Hartmann, L. 2001 “Accretion Disks around Young Objects. III. Grain Growth,” *ApJ* **553**, No. 1, 321-334, DOI: 10.1086/320655.
- [39] de Gregorio-Monsalvo, I., Ménard, F., Dent, W. et al. 2013 “Unveiling the gas-and-dust disk structure in HD 163296 using ALMA observations,” *A&A* **557**, A133, DOI: 10.1051/0004-6361/201321603.
- [40] Draine, B. T. 2006 “On the Submillimeter Opacity of Protoplanetary Disks,” *ApJ* **636**, No. 2, 1114-1120, DOI: 10.1086/498130.

- [41] Draine, B. T. and Bertoldi, F. 1996 “Structure of Stationary Photodissociation Fronts,” *ApJ* **468**, 269, DOI: 10.1086/177689.
- [42] Draine, B. T. and Lee, H. M. 1984 “Optical Properties of Interstellar Graphite and Silicate Grains,” *ApJ* **285**, 89, DOI: 10.1086/162480.
- [43] Draine, B. T. 2011 *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium*.
- [44] Dullemond, C. P. and Dominik, C. 2004 “The effect of dust settling on the appearance of protoplanetary disks,” *A&A* **421**, 1075-1086, DOI: 10.1051/0004-6361:20040284.
- [45] Dullemond, C. P., Hollenbach, D., Kamp, I., and D’Alessio, P. 2007a “Models of the Structure and Evolution of Protoplanetary Disks,” in Reipurth, B., Jewitt, D., and Keil, K. eds. *Protostars and Planets V*, 555.
- [46] Dullemond, C. P., Henning, T., Visser, R., Geers, V. C., van Dishoeck, E. F., and Pontoppidan, K. M. 2007b “Dust sedimentation in protoplanetary disks with polycyclic aromatic hydrocarbons,” *A&A* **473**, No. 2, 457-466, DOI: 10.1051/0004-6361:20077581.
- [47] Eisner, J. A., Arce, H. G., Ballering, N. P. et al. 2018 “Protoplanetary Disk Properties in the Orion Nebula Cluster: Initial Results from Deep, High-resolution ALMA Observations,” *ApJ* **860**, No. 1, 77, DOI: 10.3847/1538-4357/aac3e2.
- [48] Ercolano, B., Drake, J. J., Raymond, J. C., and Clarke, C. C. 2008 “X-Ray-Irradiated Protoplanetary Disk Atmospheres. I. Predicted Emission-Line Spectrum and Photoevaporation,” *ApJ* **688**, No. 1, 398-407, DOI: 10.1086/590490.
- [49] Ercolano, B., Clarke, C. J., and Drake, J. J. 2009 “X-Ray Irradiated Protoplanetary Disk Atmospheres. II. Predictions from Models in Hydrostatic Equilibrium,” *ApJ* **699**, No. 2, 1639-1649, DOI: 10.1088/0004-637X/699/2/1639.
- [50] Ercolano, B., Picogna, G., Monsch, K., Drake, J. J., and Preibisch, T. 2021 “The dispersal of protoplanetary discs - II: photoevaporation models with observationally derived irradiating spectra,” *MNRAS* **508**, No. 2, 1675-1685, DOI: 10.1093/mnras/stab2590.
- [51] Espaillat, C., Muzerolle, J., Najita, J. et al. 2014 “An Observational Perspective of Transitional Disks,” in Beuther, H., Klessen, R. S., Dullemond, C. P., and Henning, T. eds. *Protostars and Planets VI*, 497, DOI: 10.2458/azu\_uapress\_9780816531240-ch022.
- [52] Fang, M., van Boekel, R., King, R. R. et al. 2012 “Star formation and disk properties in Pismis 24,” *A&A* **539**, A119, DOI: 10.1051/0004-6361/201015914.
- [53] Favre, C., Cleeves, L. I., Bergin, E. A., Qi, C., and Blake, G. A. 2013 “A Significantly Low CO Abundance toward the TW Hya Protoplanetary Disk: A Path to Active Carbon Chemistry?,” *ApJ* **776**, No. 2, L38, DOI: 10.1088/2041-8205/776/2/L38.
- [54] Fedele, D., van den Ancker, M. E., Henning, T., Jayawardhana, R., and Oliveira, J. M. 2010 “Timescale of mass accretion in pre-main-sequence stars,” *A&A* **510**, A72, DOI: 10.1051/0004-6361/200912810.

- 
- [55] Flaccomio, E., Damiani, F., Micela, G., Sciortino, S., Harnden, J., F. R., Murray, S. S., and Wolk, S. J. 2003 “Chandra X-Ray Observation of the Orion Nebula Cluster. II. Relationship between X-Ray Activity Indicators and Stellar Parameters,” *ApJ* **582**, No. 1, 398-409, DOI: 10.1086/344536.
- [56] Font, A. S., McCarthy, I. G., Johnstone, D., and Ballantyne, D. R. 2004 “Photoevaporation of Circumstellar Disks around Young Stars,” *ApJ* **607**, No. 2, 890-903, DOI: 10.1086/383518.
- [57] France, K., Schindhelm, R., Herczeg, G. J. et al. 2012 “A Hubble Space Telescope Survey of H<sub>2</sub> Emission in the Circumstellar Environments of Young Stars,” *ApJ* **756**, No. 2, 171, DOI: 10.1088/0004-637X/756/2/171.
- [58] France, K., Arulanantham, N., Fossati, L., Lanza, A. F., Loyd, R. O. P., Redfield, S., and Schneider, P. C. 2018 “Far-ultraviolet Activity Levels of F, G, K, and M Dwarf Exoplanet Host Stars,” *ApJS* **239**, No. 1, 16, DOI: 10.3847/1538-4365/aae1a3.
- [59] Francis, L. and van der Marel, N. 2020 “Dust-depleted Inner Disks in a Large Sample of Transition Disks through Long-baseline ALMA Observations,” *ApJ* **892**, No. 2, 111, DOI: 10.3847/1538-4357/ab7b63.
- [60] Franz, R., Ercolano, B., Casassus, S., Picogna, G., Birnstiel, T., Pérez, S., Rab, C., and Sharma, A. 2021 “Dust entrainment in photoevaporative winds: Densities and imaging,” *arXiv e-prints*, arXiv:2110.10637.
- [61] Frerking, M. A., Langer, W. D., and Wilson, R. W. 1982 “The relationship between carbon monoxide abundance and visual extinction in interstellar clouds,” *ApJ* **262**, 590-605, DOI: 10.1086/160451.
- [62] Fuente, A., Treviño-Morales, S. P., Alonso-Albi, T., Sánchez-Monge, A., Rivière-Marichalar, P., and Navarro-Almáida, D. 2021 “Probing the kinematics and chemistry of the hot core Mon R2 IRS 3 using ALMA observations,” *MNRAS* **507**, No. 2, 1886-1898, DOI: 10.1093/mnras/stab2216.
- [63] Fulton, B. J., Petigura, E. A., Howard, A. W. et al. 2017 “The California-Kepler Survey. III. A Gap in the Radius Distribution of Small Planets,” *AJ* **154**, No. 3, 109, DOI: 10.3847/1538-3881/aa80eb.
- [64] Furlan, E., Watson, D. M., McClure, M. K. et al. 2009 “Disk Evolution in the Three Nearby Star-forming Regions of Taurus, Chamaeleon, and Ophiuchus,” *ApJ* **703**, No. 2, 1964-1983, DOI: 10.1088/0004-637X/703/2/1964.
- [65] Galli, D. and Palla, F. 1998 “The chemistry of the early Universe,” *A&A* **335**, 403-420.
- [66] Gorti, U. and Hollenbach, D. 2009 “Photoevaporation of Circumstellar Disks By Far-Ultraviolet, Extreme-Ultraviolet and X-Ray Radiation from the Central Star,” *ApJ* **690**, No. 2, 1539-1552, DOI: 10.1088/0004-637X/690/2/1539.
- [67] Gorti, U., Dullemond, C. P., and Hollenbach, D. 2009 “Time Evolution of Viscous Circumstellar Disks due to Photoevaporation by Far-Ultraviolet, Extreme-Ultraviolet, and X-ray Radiation from the Central Star,” *ApJ* **705**, No. 2, 1237-1251, DOI: 10.1088/0004-637X/705/2/1237.

- [68] Grant, S. L., Espaillat, C. C., Megeath, S. T. et al. 2018 “Herschel Observations of Protoplanetary Disks in Lynds 1641,” *ApJ* **863**, No. 1, 13, DOI: 10.3847/1538-4357/aacda7.
- [69] Gray, D. F. 2005 *The Observation and Analysis of Stellar Photospheres*.
- [70] Greenwood, A. J., Kamp, I., Waters, L. B. F. M., Woitke, P., and Thi, W. F. 2019 “Effects of dust evolution on protoplanetary disks in the mid-infrared,” *A&A* **626**, A6, DOI: 10.1051/0004-6361/201834365.
- [71] Gressel, O., Ramsey, J. P., Brinch, C., Nelson, R. P., Turner, N. J., and Bruderer, S. 2020 “Global Hydromagnetic Simulations of Protoplanetary Disks with Stellar Irradiation and Simplified Thermochemistry,” *ApJ* **896**, No. 2, 126, DOI: 10.3847/1538-4357/ab91b7.
- [72] Güdel, M., Skinner, S. L., Mel’Nikov, S. Y., Audard, M., Telleschi, A., and Briggs, K. R. 2007 “X-rays from T Tauri: a test case for accreting T Tauri stars,” *A&A* **468**, No. 2, 529-540, DOI: 10.1051/0004-6361:20066318.
- [73] Gullbring, E., Hartmann, L., Briceño, C., and Calvet, N. 1998 “Disk Accretion Rates for T Tauri Stars,” *ApJ* **492**, No. 1, 323-341, DOI: 10.1086/305032.
- [74] Haisch, J., Karl E., Lada, E. A., and Lada, C. J. 2001 “Disk Frequencies and Lifetimes in Young Clusters,” *ApJ* **553**, No. 2, L153-L156, DOI: 10.1086/320685.
- [75] Hartmann, L., Calvet, N., Gullbring, E., and D’Alessio, P. 1998 “Accretion and the Evolution of T Tauri Disks,” *ApJ* **495**, No. 1, 385-400, DOI: 10.1086/305277.
- [76] Hartmann, L., D’Alessio, P., Calvet, N., and Muzerolle, J. 2006 “Why Do T Tauri Disks Accrete?,” *ApJ* **648**, No. 1, 484-490, DOI: 10.1086/505788.
- [77] Haworth, T. J. and Owen, J. E. 2020 “The observational anatomy of externally photoevaporating planet-forming discs - I. Atomic carbon,” *MNRAS* **492**, No. 4, 5030-5040, DOI: 10.1093/mnras/staa151.
- [78] Hendl, N., Pascucci, I., Pinilla, P., Tazzari, M., Carpenter, J., Malhotra, R., and Testi, L. 2020 “The Evolution of Dust Disk Sizes from a Homogeneous Analysis of 1-10 Myr old Stars,” *ApJ* **895**, No. 2, 126, DOI: 10.3847/1538-4357/ab70ba.
- [79] Herbst, E. and van Dishoeck, E. F. 2009 “Complex Organic Interstellar Molecules,” *ARA&A* **47**, No. 1, 427-480, DOI: 10.1146/annurev-astro-082708-101654.
- [80] Herczeg, G. J., Wood, B. E., Linsky, J. L., Valenti, J. A., and Johns-Krull, C. M. 2004 “The Far-Ultraviolet Spectra of TW Hydrae. II. Models of H<sub>2</sub> Fluorescence in a Disk,” *ApJ* **607**, No. 1, 369-383, DOI: 10.1086/383340.
- [81] Herczeg, G. J., Linsky, J. L., Walter, F. M., Gahm, G. F., and Johns-Krull, C. M. 2006 “The Origins of Fluorescent H<sub>2</sub> Emission From T Tauri Stars,” *ApJS* **165**, No. 1, 256-282, DOI: 10.1086/503558.
- [82] Hernández, J., Hartmann, L., Megeath, T. et al. 2007 “A Spitzer Space Telescope Study of Disks in the Young  $\sigma$  Orionis Cluster,” *ApJ* **662**, No. 2, 1067-1081, DOI: 10.1086/513735.

- 
- [83] Hirota, T., Machida, M. N., Matsushita, Y., Motogi, K., Matsumoto, N., Kim, M. K., Burns, R. A., and Honma, M. 2017 “Disk-driven rotating bipolar outflow in Orion Source I,” *Nature Astronomy* **1**, 0146, DOI: 10.1038/s41550-017-0146.
- [84] Hollenbach, D., Johnstone, D., Lizano, S., and Shu, F. 1994 “Photoevaporation of Disks around Massive Stars and Application to Ultracompact H II Regions,” *ApJ* **428**, 654, DOI: 10.1086/174276.
- [85] Hutchison, M. A., Laibe, G., and Maddison, S. T. 2016 “On the maximum grain size entrained by photoevaporative winds,” *MNRAS* **463**, No. 3, 2725-2734, DOI: 10.1093/mnras/stw2191.
- [86] Indriolo, N., Geballe, T. R., Oka, T., and McCall, B. J. 2007 “H<sup>+</sup><sub>3</sub> in Diffuse Interstellar Clouds: A Tracer for the Cosmic-Ray Ionization Rate,” *ApJ* **671**, No. 2, 1736-1747, DOI: 10.1086/523036.
- [87] Ingleby, L., Calvet, N., Hernández, J., Briceño, C., Espaillat, C., Miller, J., Bergin, E., and Hartmann, L. 2011 “Evolution of X-ray and Far-ultraviolet Disk-dispersing Radiation Fields,” *AJ* **141**, No. 4, 127, DOI: 10.1088/0004-6256/141/4/127.
- [88] Johnson, J. A., Aller, K. M., Howard, A. W., and Crepp, J. R. 2010 “Giant Planet Occurrence in the Stellar Mass-Metallicity Plane,” *PASP* **122**, No. 894, 905, DOI: 10.1086/655775.
- [89] Kama, M., Bruderer, S., van Dishoeck, E. F. et al. 2016 “Volatile-carbon locking and release in protoplanetary disks. A study of TW Hya and HD 100546,” *A&A* **592**, A83, DOI: 10.1051/0004-6361/201526991.
- [90] Kanagawa, K. D., Muto, T., Tanaka, H., Tanigawa, T., Takeuchi, T., Tsukagoshi, T., and Momose, M. 2016 “Mass constraint for a planet in a protoplanetary disk from the gap width,” *PASJ* **68**, No. 3, 43, DOI: 10.1093/pasj/psw037.
- [91] Kataoka, A., Tanaka, H., Okuzumi, S., and Wada, K. 2013 “Fluffy dust forms icy planetesimals by static compression,” *A&A* **557**, L4, DOI: 10.1051/0004-6361/201322151.
- [92] Kataoka, A., Okuzumi, S., Tanaka, H., and Nomura, H. 2014 “Opacity of fluffy dust aggregates,” *A&A* **568**, A42, DOI: 10.1051/0004-6361/201323199.
- [93] Kennedy, G. M. and Kenyon, S. J. 2009 “Stellar Mass Dependent Disk Dispersal,” *ApJ* **695**, No. 2, 1210-1226, DOI: 10.1088/0004-637X/695/2/1210.
- [94] Kuiper, R. and Klessen, R. S. 2013 “The reliability of approximate radiation transport methods for irradiated disk studies,” *A&A* **555**, A7, DOI: 10.1051/0004-6361/201321404.
- [95] Kuiper, R., Klahr, H., Dullemond, C., Kley, W., and Henning, T. 2010 “Fast and accurate frequency-dependent radiation transport for hydrodynamics simulations in massive star formation,” *A&A* **511**, A81, DOI: 10.1051/0004-6361/200912355.
- [96] Kuiper, R., Yorke, H. W., and Mignone, A. 2020 “Makemake + Sedna: A Continuum Radiation Transport and Photoionization Framework for Astrophysical Newtonian Fluid Dynamics,” *ApJS* **250**, No. 1, 13, DOI: 10.3847/1538-4365/ab9a36.



- [97] Kunitomo, M., Suzuki, T. K., and Inutsuka, S.-i. 2020 “Dispersal of protoplanetary discs by the combination of magnetically driven and photoevaporative winds,” *MNRAS* **492**, No. 3, 3849-3858, DOI: 10.1093/mnras/staa087.
- [98] Kunitomo, M., Ida, S., Takeuchi, T., Panić, O., Miley, J. M., and Suzuki, T. K. 2021 “Photoevaporative Dispersal of Protoplanetary Disks around Evolving Intermediate-mass Stars,” *ApJ* **909**, No. 2, 109, DOI: 10.3847/1538-4357/abdb2a.
- [99] Lada, C. J., Muench, A. A., Luhman, K. L. et al. 2006 “Spitzer Observations of IC 348: The Disk Population at 2-3 Million Years,” *AJ* **131**, No. 3, 1574-1607, DOI: 10.1086/499808.
- [100] Larson, R. B. 1969 “Numerical calculations of the dynamics of collapsing proto-star,” *MNRAS* **145**, 271, DOI: 10.1093/mnras/145.3.271.
- [101] Lee, H. H., Bettens, R. P. A., and Herbst, E. 1996 “Fractional abundances of molecules in dense interstellar clouds: A compendium of recent model results.,” *A&AS* **119**, 111-114.
- [102] Liffman, K. 2003 “The Gravitational Radius of an Irradiated Disk,” *PASA* **20**, No. 4, 337-339, DOI: 10.1071/AS03019.
- [103] Lynden-Bell, D. and Pringle, J. E. 1974 “The evolution of viscous discs and the origin of the nebular variables.,” *MNRAS* **168**, 603-637, DOI: 10.1093/mnras/168.3.603.
- [104] Mamajek, E. E. 2009 “Initial Conditions of Planet Formation: Lifetimes of Primordial Disks,” in Usuda, T., Tamura, M., and Ishii, M. eds. *Exoplanets and Disks: Their Formation and Diversity* **1158** of American Institute of Physics Conference Series, 3-10, DOI: 10.1063/1.3215910.
- [105] Mathews, G. S., Williams, J. P., Ménard, F., Phillips, N., Duchêne, G., and Pinte, C. 2012 “The Late Stages of Protoplanetary Disk Evolution: A Millimeter Survey of Upper Scorpius,” *ApJ* **745**, No. 1, 23, DOI: 10.1088/0004-637X/745/1/23.
- [106] McGuire, B. A. 2018 “2018 Census of Interstellar, Circumstellar, Extragalactic, Protoplanetary Disk, and Exoplanetary Molecules,” *ApJS* **239**, No. 2, 17, DOI: 10.3847/1538-4365/aae5d2.
- [107] Miyake, K. and Nakagawa, Y. 1993 “Effects of Particle Size Distribution on Opacity Curves of Protoplanetary Disks around T Tauri Stars,” *Icarus* **106**, No. 1, 20-41, DOI: 10.1006/icar.1993.1156.
- [108] Mulders, G. D., Pascucci, I., and Apai, D. 2015 “A Stellar-mass-dependent Drop in Planet Occurrence Rates,” *ApJ* **798**, No. 2, 112, DOI: 10.1088/0004-637X/798/2/112.
- [109] Murphy, S. J., Mamajek, E. E., and Bell, C. P. M. 2018 “WISE J080822.18-644357.3 - a 45 Myr-old accreting M dwarf hosting a primordial disc,” *MNRAS* **476**, No. 3, 3290-3302, DOI: 10.1093/mnras/sty471.
- [110] Muzerolle, J., Hillenbrand, L., Calvet, N., Briceño, C., and Hartmann, L. 2003 “Accretion in Young Stellar/Substellar Objects,” *ApJ* **592**, No. 1, 266-281, DOI: 10.1086/375704.
- [111] Nakatani, R., Hosokawa, T., Yoshida, N., Nomura, H., and Kuiper, R. 2018a “Radiation Hydrodynamics Simulations of Photoevaporation of Protoplanetary Disks by Ultraviolet Radiation: Metallicity Dependence,” *ApJ* **857**, No. 1, 57, DOI: 10.3847/1538-4357/aab70b.

- 
- [112] ——— 2018b “Radiation Hydrodynamics Simulations of Photoevaporation of Protoplanetary Disks. II. Metallicity Dependence of UV and X-Ray Photoevaporation,” *ApJ* **865**, No. 1, 75, DOI: 10.3847/1538-4357/aad9fd.
- [113] Nakatani, R., Kobayashi, H., Kuiper, R., Nomura, H., and Aikawa, Y. 2021 “Photoevaporation of Grain-depleted Protoplanetary Disks around Intermediate-mass Stars: Investigating the Possibility of Gas-rich Debris Disks as Protoplanetary Remnants,” *ApJ* **915**, No. 2, 90, DOI: 10.3847/1538-4357/ac0137.
- [114] Nelson, R. P. and Langer, W. D. 1997 “The Dynamics of Low-Mass Molecular Clouds in External Radiation Fields,” *ApJ* **482**, No. 2, 796-826, DOI: 10.1086/304167.
- [115] Nomura, H. and Millar, T. J. 2005 “Molecular hydrogen emission from protoplanetary disks,” *A&A* **438**, No. 3, 923-938, DOI: 10.1051/0004-6361:20052809.
- [116] Öberg, K. I. and Bergin, E. A. 2021 “Astrochemistry and compositions of planetary systems,” *Phys. Rep.* **893**, 1-48, DOI: 10.1016/j.physrep.2020.09.004.
- [117] Öberg, K. I., Qi, C., Fogel, J. K. J. et al. 2010 “The Disk Imaging Survey of Chemistry with SMA. I. Taurus Protoplanetary Disk Data,” *ApJ* **720**, No. 1, 480-493, DOI: 10.1088/0004-637X/720/1/480.
- [118] Öberg, K. I., Furuya, K., Loomis, R., Aikawa, Y., Andrews, S. M., Qi, C., van Dishoeck, E. F., and Wilner, D. J. 2015 “Double DCO<sup>+</sup> Rings Reveal CO Ice Desorption in the Outer Disk Around IM Lup,” *ApJ* **810**, No. 2, 112, DOI: 10.1088/0004-637X/810/2/112.
- [119] O’dell, C. R., Wen, Z., and Hu, X. 1993 “Discovery of New Objects in the Orion Nebula on HST Images: Shocks, Compact Sources, and Protoplanetary Disks,” *ApJ* **410**, 696, DOI: 10.1086/172786.
- [120] Okoda, Y., Oya, Y., Sakai, N., Watanabe, Y., and Yamamoto, S. 2020 “Molecular Distributions of the Protostellar Envelope and the Outflow of IRAS 15398-3359: Principal Component Analysis,” *ApJ* **900**, No. 1, 40, DOI: 10.3847/1538-4357/aba51e.
- [121] Okoda, Y., Oya, Y., Abe, S., Komaki, A., Watanabe, Y., and Yamamoto, S. 2021 “Molecular Distributions of the Disk/Envelope System of L483: Principal Component Analysis for the Image Cube Data,” *arXiv e-prints*, arXiv:2110.00150.
- [122] Omukai, K. 2000 “Protostellar Collapse with Various Metallicities,” *ApJ* **534**, No. 2, 809-824, DOI: 10.1086/308776.
- [123] Omukai, K., Hosokawa, T., and Yoshida, N. 2010 “Low-metallicity Star Formation: Prestellar Collapse and Protostellar Accretion in the Spherical Symmetry,” *ApJ* **722**, No. 2, 1793-1815, DOI: 10.1088/0004-637X/722/2/1793.
- [124] Osterbrock, D. E. and Ferland, G. J. 2006 *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*.

- [125] Owen, J. E., Ercolano, B., Clarke, C. J., and Alexander, R. D. 2010 “Radiation-hydrodynamic models of X-ray and EUV photoevaporating protoplanetary discs,” *MNRAS* **401**, No. 3, 1415-1428, DOI: 10.1111/j.1365-2966.2009.15771.x.
- [126] Oya, Y., Sakai, N., Watanabe, Y., López-Sepulcre, A., Ceccarelli, C., Lefloch, B., and Yamamoto, S. 2018 “Sub-arcsecond Kinematic Structure of the Outflow in the Vicinity of the Protostar in L483,” *ApJ* **863**, No. 1, 72, DOI: 10.3847/1538-4357/aacf42.
- [127] Pascucci, I., Testi, L., Herczeg, G. J. et al. 2016 “A Steeper than Linear Disk Mass-Stellar Mass Scaling Relation,” *ApJ* **831**, No. 2, 125, DOI: 10.3847/0004-637X/831/2/125.
- [128] Pérez, L. M., Carpenter, J. M., Chandler, C. J. et al. 2012 “Constraints on the Radial Variation of Grain Growth in the AS 209 Circumstellar Disk,” *ApJ* **760**, No. 1, L17, DOI: 10.1088/2041-8205/760/1/L17.
- [129] Picogna, G., Ercolano, B., Owen, J. E., and Weber, M. L. 2019 “The dispersal of protoplanetary discs - I. A new generation of X-ray photoevaporation models,” *MNRAS* **487**, No. 1, 691-701, DOI: 10.1093/mnras/stz1166.
- [130] Picogna, G., Ercolano, B., and Espaillat, C. C. 2021 “The dispersal of protoplanetary discs - III. Influence of stellar mass on disc photoevaporation,” *MNRAS* **508**, No. 3, 3611-3619, DOI: 10.1093/mnras/stab2883.
- [131] Podio, L., Codella, C., Gueth, F. et al. 2016 “First image of the L1157 molecular jet by the CALYPSO IRAM-PdBI survey,” *A&A* **593**, L4, DOI: 10.1051/0004-6361/201628876.
- [132] Podio, L., Garufi, A., Codella, C. et al. 2020 “ALMA chemical survey of disk-outflow sources in Taurus (ALMA-DOT). II. Vertical stratification of CO, CS, CN, H<sub>2</sub>CO, and CH<sub>3</sub>OH in a Class I disk,” *A&A* **642**, L7, DOI: 10.1051/0004-6361/202038952.
- [133] Preibisch, T. and Feigelson, E. D. 2005 “The Evolution of X-Ray Emission in Young Stars,” *ApJS* **160**, No. 2, 390-400, DOI: 10.1086/432094.
- [134] Qi, C., Wilner, D. J., Calvet, N., Bourke, T. L., Blake, G. A., Hogerheijde, M. R., Ho, P. T. P., and Bergin, E. 2006 “CO J = 6-5 Observations of TW Hydrae with the Submillimeter Array,” *ApJ* **636**, No. 2, L157-L160, DOI: 10.1086/500241.
- [135] Qi, C., Öberg, K. I., Wilner, D. J. et al. 2013 “Imaging of the CO Snow Line in a Solar Nebula Analog,” *Science* **341**, No. 6146, 630-632, DOI: 10.1126/science.1239560.
- [136] Qi, C., Öberg, K. I., Espaillat, C. C. et al. 2019 “Probing CO and N<sub>2</sub> Snow Surfaces in Protoplanetary Disks with N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> Emission,” *ApJ* **882**, No. 2, 160, DOI: 10.3847/1538-4357/ab35d3.
- [137] Ribas, Á., Bouy, H., and Merín, B. 2015 “Protoplanetary disk lifetimes vs. stellar mass and possible implications for giant planet populations,” *A&A* **576**, A52, DOI: 10.1051/0004-6361/201424846.
- [138] Ribas, Á., Espaillat, C. C., Macías, E. et al. 2017 “Far-infrared to Millimeter Data of Protoplanetary Disks: Dust Growth in the Taurus, Ophiuchus, and Chamaeleon I Star-forming Regions,” *ApJ* **849**, No. 1, 63, DOI: 10.3847/1538-4357/aa8e99.

- 
- [139] Richling, S. and Yorke, H. W. 1997 “Photoevaporation of protostellar disks. II. The importance of UV dust properties and ionizing flux.,” *A&A* **327**, 317-324.
- [140] ——— 2000 “Photoevaporation of Protostellar Disks. V. Circumstellar Disks under the Influence of Both Extreme-Ultraviolet and Far-Ultraviolet Radiation,” *ApJ* **539**, No. 1, 258-272, DOI: 10.1086/309198.
- [141] Röllig, M., Ossenkopf, V., Jeyakumar, S., Stutzki, J., and Sternberg, A. 2006 “[CII] 158  $\mu\text{m}$  emission and metallicity in photon dominated regions,” *A&A* **451**, No. 3, 917-924, DOI: 10.1051/0004-6361:20053845.
- [142] Ruíz-Rodríguez, D., Cieza, L. A., Williams, J. P. et al. 2018 “ALMA survey of circumstellar discs in the young stellar cluster IC 348,” *MNRAS* **478**, No. 3, 3674-3692, DOI: 10.1093/mnras/sty1351.
- [143] Sakai, N. and Yamamoto, S. 2013 “Warm Carbon-Chain Chemistry,” *Chemical Reviews* **113**, No. 12, 8981-9015, DOI: 10.1021/cr4001308.
- [144] Schindhelm, R., France, K., Herczeg, G. J. et al. 2012 “Ly $\alpha$  Dominance of the Classical T Tauri Far-ultraviolet Radiation Field,” *ApJ* **756**, No. 1, L23, DOI: 10.1088/2041-8205/756/1/L23.
- [145] Sellek, A. D., Booth, R. A., and Clarke, C. J. 2020 “A dusty origin for the correlation between protoplanetary disc accretion rates and dust masses,” *MNRAS* **498**, No. 2, 2845-2863, DOI: 10.1093/mnras/staa2519.
- [146] Shakura, N. I. and Sunyaev, R. A. 1973 “Reprint of 1973A&A....24..337S. Black holes in binary systems. Observational appearance.,” *A&A* **500**, 33-51.
- [147] Shapiro, P. R. and Kang, H. 1987 “Hydrogen Molecules and the Radiative Cooling of Pregalactic Shocks,” *ApJ* **318**, 32, DOI: 10.1086/165350.
- [148] Silverberg, S. M., Kuchner, M. J., Wisniewski, J. P. et al. 2016 “A New M Dwarf Debris Disk Candidate in a Young Moving Group Discovered with Disk Detective,” *ApJ* **830**, No. 2, L28, DOI: 10.3847/2041-8205/830/2/L28.
- [149] Solomon, P. M., Rivolo, A. R., Barrett, J., and Yahil, A. 1987 “Mass, Luminosity, and Line Width Relations of Galactic Molecular Clouds,” *ApJ* **319**, 730, DOI: 10.1086/165493.
- [150] Suzuki, T. K. and Inutsuka, S.-i. 2009 “Disk Winds Driven by Magnetorotational Instability and Dispersal of Protoplanetary Disks,” *ApJ* **691**, No. 1, L49-L54, DOI: 10.1088/0004-637X/691/1/L49.
- [151] Suzuki, T. K., Muto, T., and Inutsuka, S.-i. 2010 “Protoplanetary Disk Winds via Magnetorotational Instability: Formation of an Inner Hole and a Crucial Assist for Planet Formation,” *ApJ* **718**, No. 2, 1289-1304, DOI: 10.1088/0004-637X/718/2/1289.
- [152] Suzuki, T. K., Ogihara, M., Morbidelli, A., Crida, A., and Guillot, T. 2016 “Evolution of protoplanetary discs with magnetically driven disc winds,” *A&A* **596**, A74, DOI: 10.1051/0004-6361/201628955.

- [153] Tanaka, H., Takeuchi, T., and Ward, W. R. 2002 “Three-Dimensional Interaction between a Planet and an Isothermal Gaseous Disk. I. Corotation and Lindblad Torques and Planet Migration,” *ApJ* **565**, No. 2, 1257-1274, DOI: 10.1086/324713.
- [154] Tanaka, K. E. I., Nakamoto, T., and Omukai, K. 2013 “Photoevaporation of Circumstellar Disks Revisited: The Dust-free Case,” *ApJ* **773**, No. 2, 155, DOI: 10.1088/0004-637X/773/2/155.
- [155] Testi, L., Birnstiel, T., Ricci, L. et al. 2014 “Dust Evolution in Protoplanetary Disks,” in Beuther, H., Klessen, R. S., Dullemond, C. P., and Henning, T. eds. *Protostars and Planets VI*, 339, DOI: 10.2458/azu\_uapress\_9780816531240-ch015.
- [156] Tielens, A. G. G. M. 2008 “Interstellar polycyclic aromatic hydrocarbon molecules.,” *ARA&A* **46**, 289-337, DOI: 10.1146/annurev.astro.46.060407.145211.
- [157] Tielens, A. G. G. M. and Hollenbach, D. 1985 “Photodissociation regions. II. A model for the Orion photodissociation region.,” *ApJ* **291**, 747-754, DOI: 10.1086/163112.
- [158] Tobin, J. J., Sheehan, P. D., Megeath, S. T. et al. 2020 “The VLA/ALMA Nascent Disk and Multiplicity (VANDAM) Survey of Orion Protostars. II. A Statistical Characterization of Class 0 and Class I Protostellar Disks,” *ApJ* **890**, No. 2, 130, DOI: 10.3847/1538-4357/ab6f64.
- [159] Toci, C., Rosotti, G., Lodato, G., Testi, L., and Trapman, L. 2021 “On the secular evolution of the ratio between gas and dust radii in protoplanetary discs,” *MNRAS* **507**, No. 1, 818-833, DOI: 10.1093/mnras/stab2112.
- [160] Tychoniec, L., Manara, C. F., Rosotti, G. P. et al. 2020 “Dust masses of young disks: constraining the initial solid reservoir for planet formation,” *A&A* **640**, A19, DOI: 10.1051/0004-6361/202037851.
- [161] Tychoniec, L., van Dishoeck, E. F., van’t Hoff, M. L. R. et al. 2021 “Which molecule traces what: Chemical diagnostics of protostellar sources,” *A&A* **655**, A65, DOI: 10.1051/0004-6361/202140692.
- [162] Ungerechts, H., Bergin, E. A., Goldsmith, P. F., Irvine, W. M., Schloerb, F. P., and Snell, R. L. 1997 “Chemical and Physical Gradients along the OMC-1 Ridge,” *ApJ* **482**, No. 1, 245-266, DOI: 10.1086/304110.
- [163] Valenti, J. A., Fallon, A. A., and Johns-Krull, C. M. 2003 “An IUE Atlas of Pre-Main-Sequence Stars. III. Co-added Final Archive Spectra from the Long-Wavelength Cameras,” *ApJS* **147**, No. 2, 305-336, DOI: 10.1086/375445.
- [164] van der Marel, N. and Mulders, G. D. 2021 “A Stellar Mass Dependence of Structured Disks: A Possible Link with Exoplanet Demographics,” *AJ* **162**, No. 1, 28, DOI: 10.3847/1538-3881/ac0255.
- [165] Vidotto, A. A., Gregory, S. G., Jardine, M. et al. 2014 “Stellar magnetism: empirical trends with age and rotation,” *MNRAS* **441**, No. 3, 2361-2374, DOI: 10.1093/mnras/stu728.
- [166] Voelk, H. J., Jones, F. C., Morfill, G. E., and Roeser, S. 1980 “Collisions between Grains in a Turbulent Gas,” *A&A* **85**, No. 3, 316-325.

- 
- [167] Walsh, C., Millar, T. J., and Nomura, H. 2010 “Chemical Processes in Protoplanetary Disks,” *ApJ* **722**, No. 2, 1607-1623, DOI: 10.1088/0004-637X/722/2/1607.
- [168] Walsh, C., Loomis, R. A., Öberg, K. I. et al. 2016 “First Detection of Gas-phase Methanol in a Protoplanetary Disk,” *ApJ* **823**, No. 1, L10, DOI: 10.3847/2041-8205/823/1/L10.
- [169] Wang, L. and Goodman, J. 2017 “Hydrodynamic Photoevaporation of Protoplanetary Disks with Consistent Thermochemistry,” *ApJ* **847**, No. 1, 11, DOI: 10.3847/1538-4357/aa8726.
- [170] Wang, L., Bai, X.-N., and Goodman, J. 2019 “Global Simulations of Protoplanetary Disk Outflows with Coupled Non-ideal Magnetohydrodynamics and Consistent Thermochemistry,” *ApJ* **874**, No. 1, 90, DOI: 10.3847/1538-4357/ab06fd.
- [171] Ward-Thompson, D. and Whitworth, A. P. 2011 *An Introduction to Star Formation*.
- [172] Weingartner, J. C., Draine, B. T., and Barr, D. K. 2006 “Photoelectric Emission from Dust Grains Exposed to Extreme Ultraviolet and X-Ray Radiation,” *ApJ* **645**, No. 2, 1188-1197, DOI: 10.1086/504420.
- [173] Wilhelm, M. J. C. and Portegies Zwart, S. 2022 “Exploring the possibility of Peter Pan discs across stellar mass,” *MNRAS* **509**, No. 1, 44-51, DOI: 10.1093/mnras/stab2523.
- [174] Williams, J. P. and Best, W. M. J. 2014 “A Parametric Modeling Approach to Measuring the Gas Masses of Circumstellar Disks,” *ApJ* **788**, No. 1, 59, DOI: 10.1088/0004-637X/788/1/59.
- [175] Williams, J. P. and Cieza, L. A. 2011 “Protoplanetary Disks and Their Evolution,” *ARA&A* **49**, No. 1, 67-117, DOI: 10.1146/annurev-astro-081710-102548.
- [176] Wölfer, L., Picogna, G., Ercolano, B., and van Dishoeck, E. F. 2019 “Radiation-hydrodynamical models of X-ray photoevaporation in carbon-depleted circumstellar discs,” *MNRAS* **490**, No. 4, 5596-5614, DOI: 10.1093/mnras/stz2939.
- [177] Yang, H., Herczeg, G. J., Linsky, J. L. et al. 2012 “A Far-ultraviolet Atlas of Low-resolution Hubble Space Telescope Spectra of T Tauri Stars,” *ApJ* **744**, No. 2, 121, DOI: 10.1088/0004-637X/744/2/121.
- [178] Yasui, C. 2021 “Spitzer Mid-infrared Study of Sh 2-208: Evolution of Protoplanetary Disks in Low-metallicity Environments,” *ApJ* **914**, No. 2, 115, DOI: 10.3847/1538-4357/abf8b7.
- [179] Yasui, C., Kobayashi, N., Tokunaga, A. T., Saito, M., and Tokoku, C. 2010 “Short Lifetime of Protoplanetary Disks in Low-metallicity Environments,” *ApJ* **723**, No. 1, L113-L116, DOI: 10.1088/2041-8205/723/1/L113.
- [180] Yasui, C., Kobayashi, N., Tokunaga, A. T., and Saito, M. 2014 “Rapid evolution of the innermost dust disc of protoplanetary discs surrounding intermediate-mass stars,” *MNRAS* **442**, No. 3, 2543-2559, DOI: 10.1093/mnras/stu1013.
- [181] Yorke, H. W. and Welz, A. 1996 “Photoevaporation of protostellar disks. I. The evolution of disks around early B stars,” *A&A* **315**, 555-564.

- [182] Zhang, S., Zhu, Z., Huang, J. et al. 2018 “The Disk Substructures at High Angular Resolution Project (DSHARP). VII. The Planet-Disk Interactions Interpretation,” *ApJ* **869**, No. 2, L47, DOI: 10.3847/2041-8213/aaf744.
- [183] Zhu, W. and Dong, S. 2021 “Exoplanet Statistics and Theoretical Implications,” *ARA&A* **59**, DOI: 10.1146/annurev-astro-112420-020055.

## 付録 A 化学反応係数

本研究で考慮した化学反応の係数を以下にまとめる (Tielens and Hollenbach, 1985; Draine and Bertoldi, 1996; Lee et al., 1996; Shapiro and Kang, 1987; Omukai, 2000)。

化学反応	反応係数
$\text{H} + \text{e}^- \longrightarrow \text{H}^+ + 2\text{e}^-$	$k_1 = \exp[-32.71396786$ $+13.536556 \ln T_{\text{eV}}$ $-5.73932875 (\ln T_{\text{eV}})^2$ $+1.56315498 (\ln T_{\text{eV}})^3$ $-0.2877056 (\ln T_{\text{eV}})^4$ $+3.4825597 \times 10^{-2} (\ln T_{\text{eV}})^5$ $-2.6319617 \times 10^{-3} (\ln T_{\text{eV}})^6$ $-1.11954395 \times 10^{-4} (\ln T_{\text{eV}})^7$ $-2.03914985 \times 10^{-6} (\ln T_{\text{eV}})^8]$
$\text{H}^+ + \text{e}^- \longrightarrow \text{H} + \gamma$	$R_{\text{rec}} = \exp[-28.6130338$ $-0.72411256 \ln T_{\text{eV}}$ $-2.02604473 \times 10^{-2} (\ln T_{\text{eV}})^2$ $-2.38086188 \times 10^{-3} (\ln T_{\text{eV}})^3$ $-3.21260521 \times 10^{-4} (\ln T_{\text{eV}})^4$ $-1.42150291 \times 10^{-5} (\ln T_{\text{eV}})^5$ $+4.98910892 \times 10^{-6} (\ln T_{\text{eV}})^6$ $+5.75561414 \times 10^{-7} (\ln T_{\text{eV}})^7$ $-1.85676704 \times 10^{-8} (\ln T_{\text{eV}})^8$ $-3.07113524 \times 10^{-9} (\ln T_{\text{eV}})^9]$
$\text{H} + \text{e}^- \longrightarrow \text{H}^- + \gamma$	$k_7 = 1.4 \times 10^{-18} T^{0.928} \exp[-T/1.62 \times 10^4]$
$\text{H}^- + \text{H} \longrightarrow \text{H}_2 + \text{e}^-$	$k_8 = 4.0 \times 10^{-9} T^{-0.17} \quad (T > 300)$





---

			$k_L = 1.18 \times 10^{-10} \exp[-6.95 \times 10^4/T]$
			$k_H = 8.125 \times 10^{-8} T^{-1/2} \exp[-5.2 \times 10^4/T]$
			$\times [1 - \exp(-6.0 \times 10^3/T)]$
			$a = (1 + n/n_{cr})^{-1} \log_{10}(n_{cr})$
			$= 4.845 - 1.3 \log_{10}(T/10^4) + 1.62 (\log_{10}(T/10^4))^2$
$H + H \longrightarrow H^+ + e^- + H$	$k_{22}$	=	$1.7 \times 10^{-4} k_1$
$H + H \longrightarrow H_2$	$k_{dust}$	=	$6.0 \times 10^{-17} (T/300^{1/2}) f_a (Z/Z_\odot)$
			$\times [1 + 4.0 \times 10^2 (T + T_{dust})^{1/2} + 2.0 \times 10^{-3} T + 8.0 \times 10^{-6} T^2]^{-1}$
			$f_a = [1 + \exp(7.5 \times 10^2 (1/75 - 1/T_{dust}))]^{-1}$
$H_2^* + H \longrightarrow H_2 + H$	$k_{de, H}$	=	$1.8 \times 10^{-13} T^{1/2} \exp[-1000/T]$
$H_2^* + H_2 \longrightarrow H_2 + H_2$	$k_{de, H_2}$	=	$2.3 \times 10^{-13} T^{1/2} \exp[-18000/(T + 1200)]$
$H_2^* \longrightarrow H_2$	$A(H_2^*)$	=	$2.0 \times 10^{-7}$
$H + \gamma \longrightarrow H^+ + e^-$	$P_{ion}$		式 3.9
$H_2 + \gamma \longrightarrow H_2^+$	$R_{H_2, ion}$	=	$[6.2 \times 10^{-18} E - 9.4 \times 10^{-17}] F_{EUV} \quad (15.42 < E < 16.5)$
			$[1.4 \times 10^{-18} E - 1.48 \times 10^{-17}] F_{EUV} \quad (16.5 < E < 17.7)$
			$2.5 \times 10^{-14} E^{-2.71} \quad (E > 17.7)$
			$E = E_{EX}/1 \text{ eV}$
$H_2 + \gamma \longrightarrow H + H$	$R_{H_2, diss}$	=	$4.0 \times 10^{-11} f_{shield} G_0 \exp[-2.5 A_V]$
$H_2 + \gamma \longrightarrow H_2^*$	$R_{H_2, pump}$	=	$3.4 \times 10^{-10} f_{shield} G_0 \exp[-2.5 A_V]$
$H_2^* + \gamma \longrightarrow H + H$	$R_{H_2^*, diss}$	=	$1.0 \times 10^{-11} f_{shield} G_0 \exp[-2.5 A_V]$
$CO + \gamma \longrightarrow C^+ + O$	$R_{CO, diss}$		式 3.12
$C^+ + O \longrightarrow CO$	$R_{CO, form}$		式 3.11

---

反応係数は全て cgs 単位系での値とする。 $T_{eV} = T_{gas}/1 \text{ eV}$  とおき、eV の単位で表したガス温度とする。また、 $T = T_{gas}/1 \text{ K}$  は K の単位で表したガス温度とする。 $T_{dust}$  は K の単位で表したダスト温度とする。 $E_{EX}$  は eV の単位で表した光子のエネルギーとする。