

宇宙史に渡る星周円盤分裂の網羅的研究



松木場 亮 喜^{1,2}

¹筑波大学計算科学研究中心 〒305-8577 茨城県つくば市天王台 1-1-1

²高知工業高等専門学校 〒783-8508 高知県南国市物部乙 200-1

e-mail: matsukoba@gm.kochi-ct.jp

星周円盤の自己重力不安定性による分裂は、連星系やガス惑星の形成機構の候補である。自己重力不安定性は円盤の密度と温度に依存しており、円盤の密度・温度構造が重要である。そして、これらは円盤ガス中の金属量によって変化する。自己重力不安定性と金属量の関係性を明らかにするために、太陽金属量 (Z_{\odot}) からゼロ金属量までの全金属量範囲で、長時間の円盤進化を数値シミュレーションで追跡した。その結果、低金属量 (10^{-2} – $10^{-5} Z_{\odot}$) の円盤では、自己重力不安定による激しい円盤分裂が見られた。この金属量範囲では、温度構造により、円盤は高密度かつ低温になっており、自己重力的に不安定化しやすいことを明らかにした。本稿では、星周円盤の進化における金属量の重要性について説明し、我々の研究結果とその観測的な意義について述べる。

1. はじめに

ビッグバン宇宙論に基づき、宇宙は約138億年前に誕生したと考えられている。ビッグバン元素合成によって作られる元素は、水素、ヘリウムと微量の軽元素（リチウムとベリリウム）のみであり、それより原子番号の大きい重元素は、始原ガスには含まれていない。我々の身近に存在する重元素の多くは、星内部で合成されてきた。星の内部は、元素合成が起こるほど高温かつ高密度であり、炭素以上の重元素（以下、金属と呼ぶ）が生成される。星内部で生成された金属は、星の一生の最期に起こる超新星爆発によって星間空間にばら撒かれ、次の世代の星の材料となる。星の形成とその終焉のサイクルによって金属は生成され続け、宇宙年齢が進むにつれて宇宙に存在する金属量は増加する。これを宇宙の化学進化という。

宇宙の化学進化は、それぞれの時代に形成される星の特徴に影響を与える。太陽と同程度の金属

量を含み、似たような元素組成（太陽金属量）を持つガスから形成される星の特徴については、太陽近傍の星の観測によってよく理解されている。なかでも星が主系列に達した際の星質量の頻度分布（初期質量関数）は重要な指標であり、太陽金属量環境下では 0.1 – $1 M_{\odot}$ が典型的な質量である [1]。一方で、初期宇宙に始原ガスから形成される星（初代星）はより大質量であると予測されている。初代星は未だ観測例がなく、主に理論的な研究によって理解が進んでいる。初代星形成前の宇宙の進化は、宇宙マイクロ波背景放射の揺らぎなどの観測結果に基づいた宇宙論モデルによって極めて精度よく理解されており、また化学組成が単純であるため、理論研究における不定性が少ない。数々の数値シミュレーションによって、始原ガスから形成される星の典型的な質量は数十 M_{\odot} と考えられている [2, 3]。このように宇宙の化学進化は、典型的な星質量を変化させる。

上述のように、太陽金属量およびゼロ金属量の

星形成については盛んに議論されているが、それらに比べて中間的な金属量範囲は理解がいまだ乏しい。しかし星の形成と終焉のサイクルの中で中間的な金属量の星は確実に存在しており、その星質量がどの程度だったかは、後の世代の化学進化に影響する。そこで筆者は、星形成と金属量の関係性について研究を行ってきた [4]。本稿では、特に星形成過程で形成される星周円盤と金属量の関係に着目していく。

2. 星形成過程における金属量の影響

原始星は星の基となる天体であり、形成直後の質量は約 $10^{-3} M_{\odot}$ である。星周円盤は原始星の周囲に形成され、円盤から原始星へガス降着が起こることで、原始星は質量成長する。したがって、円盤は星の質量を決めるうえで重要な天体である。そして円盤の性質は、円盤内のガスに含まれる金属量に依存する。本節で、円盤がどのように形成されるのか、またその性質が金属量になぜ依存するのかについて説明する。

2.1 星周円盤の形成

星形成は、高密度なガス領域（高密度コア）が舞台となる。高密度コアにおいて冷却が十分に働き、高密度コアが重力的に不安定化すると暴走的収縮を開始する。暴走的収縮によって、高密度コアの中心密度は増加する。収縮中に高密度コア内のガスは、分子輝線またはガス・ダスト連続波放射によって冷却されるが、やがて中心密度が十分に高くなると冷却が非効率になり、中心付近に圧力によって支えられた天体（第一コア）が出現する [5]。

第一コアが出現した段階では、高密度コアを構成していたガスの大部分がエンベロープとして第一コア周囲に残っている。エンベロープからのガス降着により、第一コアの質量は増加する。それに伴い、第一コアの温度も上昇していく。第一コアのガスは主に水素分子で構成されているが、温度が 1500 K を超えると水素分子の解離が起こる。

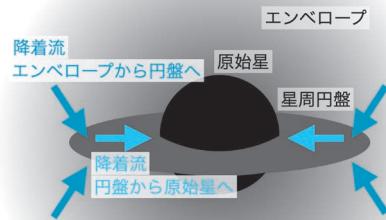


図1 降着成長する原始星の概要図。中心に原始星があり、それを囲むように星周円盤とエンベロープがある。矢印は、エンベロープから円盤へ、円盤から原始星への降着流を表す。

水素分子の解離は吸熱反応であり、ガスの熱エネルギーが解離に使われることで、第一コアの自己重力を圧力で支えられなくなり、ガスは再び重力崩壊を経験する。水素分子の解離が終わると、再度自己重力を圧力によって支えられるようになる。この天体を原始星と呼ぶ。ここで、始原ガスからなる高密度コアでは第一コアは出現せず、直接原始星が形成されることに注意されたい [6]。

分子輝線の観測より、高密度コアは回転していることがわかっている [7, 8]。したがって、回転しているエンベロープから第一コアへの降着で、第一コアに角運動量が持ち込まれる。徐々に第一コアは圧力で支えられた状態から、遠心力で支えられた円盤構造へと遷移していく。これが星周円盤であり、原始星を囲むように形成される（図1）。円盤はエンベロープからのガス降着によって成長し、その一部を原始星へ渡すことで原始星も成長する。このように円盤は原始星の質量成長を調整している。

2.2 星周円盤の分裂

円盤の質量は、エンベロープから降着してくるガスと、円盤から原始星へ降着するガスのバランスによって決まる。エンベロープから降着してきた

ガスは角運動量を持っているため、原始星へ落下させるためには、角運動量輸送によって角運動量を円盤の内側から外側へ引き抜く必要がある。もし角運動量輸送の効率が悪いと、円盤は原始星へ渡す以上にエンベロープからガスを受け取るため、次第に重くなり、自己重力不安定性が成長する。

自己重力不安定性は、トゥームレの Q パラメータによって特徴づけられる。幾何学的に薄く、温度と密度が一様な回転円盤の線形解析より、 Q パラメータは

$$Q = \frac{c_s \Omega_K}{\pi G \Sigma},$$

と与えられる [9]。ここで、 c_s はガスの音速、 G は重力定数、 Σ はガス面密度である。また Ω_K は、ガスの回転角速度であり、幾何学的に薄い円盤ではケプラー角速度でよく近似できる。音速の温度依存性 ($\propto T^{1/2}$) より、 Q パラメータは $\propto \Sigma^{-1} T^{1/2}$ の依存性がある。したがって面密度が大きく、温度が低い円盤では Q パラメータは小さく、 $Q \lesssim 1$ な円盤は自己重力的に不安定である。

初め自己重力的に安定な円盤が、面密度の増加か温度の低下によって不安定化すると、円盤中に渦状腕構造が現れる。渦状腕は円盤の密度構造を非軸対称にするため、ガスに重力トルクが働き、角運動量が輸送される。これによって円盤から原始星への降着が効率的になり、円盤面密度が減少すると、円盤は安定化する。しかし、重力トルクの効果を上回るほどのガス降着があり、円盤の面密度が増加し続けるか、さらなる温度低下が起こると、円盤は自己重力的に一層不安定化し、やがて円盤分裂を起こす。円盤分裂によって形成された分裂片は、原始星周囲を周回運動する。分裂片は、ガス惑星や褐色矮星の起源天体の候補であるだけでなく [10-12]、残った周囲の円盤からガス降着を受けることで星へと成長し、連星系を形成する可能性もあり [13]、重要な天体である。さらには、円盤や他の分裂片との重力相互作用によって角運動量を失い、原始星へ落下する場合も

考えられる。落下に伴う原始星光度の増大は、オリオン座 FU 型星のような増光天体の起源として注目されている [14]。

2.3 円盤の熱進化

2.2 節で、円盤の自己重力不安定性が円盤の面密度と温度に依存していることを述べた。ここでは、円盤の自己重力不安定性に対して重要である、ガスの熱進化について説明する。

円盤内のガス温度は、粘性や中心星の輻射による加熱と、放射による冷却のバランスによって定まる。太陽金属量の円盤において、ダストの熱放射は主要な冷却過程となる。円盤内では、ガスとダストが衝突を繰り返し、熱エネルギーの交換を行う。仮にガス温度が上がると、ガスとダストが衝突した際にガスからダストへ熱エネルギーが渡される。その後、ダストが熱放射することで、受け取った熱エネルギーを円盤外へ捨てる。この一連の過程で、ガスの持っていた熱エネルギーが系外へ放出され、ガスは冷却される。

低金属量円盤では、円盤中のダスト量が太陽金属量のガス内のそれよりも少なくなる。すると低密度領域では、ガスとダストの衝突頻度が少ないため、ダスト熱放射は非効率となり、代わりに分子輝線放射がガスを冷却する。一方、ガスとダストの衝突が十分に起こる高密度領域では、太陽金属量円盤と同様にダスト熱放射が働く。どの密度で分子輝線冷却とダスト熱放射冷却が切り替わるのかは、金属量によって変わり、低金属量ほど高密度で切り替わる [15]。このように円盤の熱進化は、金属量に依存している。

3. 低金属量円盤の自己重力不安定性の先行研究

ここまでで、円盤の自己重力不安定性は面密度と温度に依存しており、さらに温度について、その進化は金属量によって異なることを述べた。この円盤の自己重力不安定性へ与える金属量の影響は、これまで数々の先行研究で調べられている。

その中の一つに、星周円盤を1次元定常降着円盤としてモデル化し、その自己重力不安定性を解析している研究がある [16]。この研究では、モデル化によって得られた円盤の密度、温度構造をもとに、円盤のQパラメータを計算し、その値が $Q < 1$ を満たすかどうかで、円盤の自己重力不安定性を評価している。そして金属量をパラメータとして、太陽金属量からゼロ金属量までの全範囲を調べ上げている。解析の結果、円盤は中間的な金属量範囲 (10^{-3} – $10^{-5} Z_{\odot}$) で自己重力的に不安定であることがわかった。しかしこの研究は、定常降着円盤のQパラメータを評価しているため、非定常過程である円盤分裂と分裂片の進化を議論することはできない。

円盤分裂を定量的に議論するためには、数値シミュレーションによる調査が有効である。数値シミュレーションを行った先行研究では、太陽金属量やゼロ金属量の円盤よりも、中間的な金属量 (10^{-3} – $10^{-5} Z_{\odot}$) において激しい円盤分裂が起こることが報告されている [17–20]。

しかしこれらの先行研究は、それぞれにいくつかの問題点を抱えている。一つ目の問題点は、このような数値シミュレーションを行っているグループの多くは、太陽近傍もしくは初期宇宙に興味があるため、金属量範囲が限られており、太陽金属量もしくはゼロ金属量に近い値を採用している点である。いくつかの研究から得られる金属量依存性を合わせることで、おおまかな傾向を理解することはできるが、統一的な手法を用いて、それぞれの金属量における自己重力不安定性を定量的に比較した研究は少ない。二つ目の問題点は、広い金属量範囲を調査している研究であっても、ガスの熱進化の取り扱いが簡単化されている点である。例えば一部の研究では、ガスの温度が密度のみによって定まるバロトロピックな関係を使っている。それらのバロトロピック関係は、高密度コアの重力収縮の計算から得られたガスの温度進化をもとにしているが、円盤の温度進化が高密度

コアのそれと一致する保証はない。またバロトロピック関係を使っていない研究においても、中心星輻射による加熱の効果が取り扱われていない。中心星輻射が有効であれば、温度は高めに保たれ、円盤を安定化することが期待される。最後の問題点に、計算時間の短さが挙げられる。先行研究の多くは、円盤形成後100–1000年程度の進化を追っているが、これは円盤の寿命に比べて3–4桁短い。

これらを受けて筆者は、太陽金属量からゼロ金属量までのすべての金属量範囲で、詳細な熱進化モデルを取り入れつつ、従来よりも10倍から100倍長時間（円盤形成後15000年まで）の数値シミュレーションを行った。この数値シミュレーションによって得られた研究成果を次節以降で説明する。

4. 円盤分裂の金属量依存性

4.1 輻射流体シミュレーションの結果

2次元輻射流体計算コードを用いて、星周円盤の形成とその進化を追った。数値シミュレーションは、重力的に不安定な高密度コアの重力崩壊からスタートさせた。高密度コアは回転しているため、計算開始後しばらく経つと星周円盤が形成される。円盤の自己重力不安定性と分裂の金属量依存性を調査するため、太陽金属量からゼロ金属量までを網羅する8通りの金属量 ($1, 10^{-1}, 10^{-2}, 10^{-3}, 10^{-4}, 10^{-5}, 10^{-6}, 0 Z_{\odot}$) を設定し、円盤形成以降15000年間における円盤の進化を追跡した。金属量 $10^{-6} Z_{\odot}$ のとき、ダスト熱放射が働くが、ガスの熱進化はゼロ金属量と同じになることがわかっているため、上記の金属量範囲で調査として十分である。

図2に、各金属量の時刻15000年における円盤面密度の空間分布を示す。すべての金属量において、円盤内に塊状の構造が見られ、円盤分裂が起こっている。そして、分裂片の数は金属量によって変化することがすぐにわかる。例えば金属量 $1 Z_{\odot}$ では、図の右側へ伸びる渦状腕の中にひとつだけ分裂片がある。それに対して、低金属量な

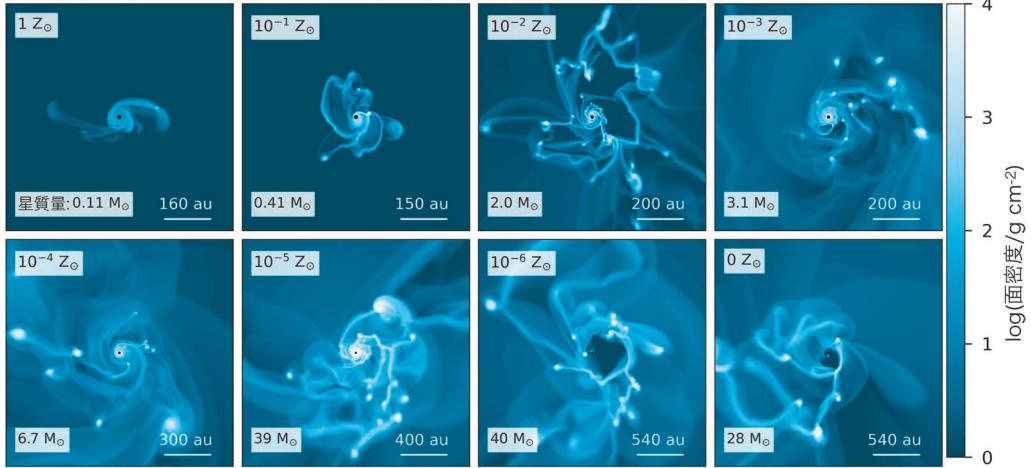


図2 計算終了時（15000年）での各金属量における円盤分裂の様子。上段は左から金属量 $1, 10^{-1}, 10^{-2}, 10^{-3} Z_{\odot}$ で、下段は左から金属量 $10^{-4}, 10^{-5}, 10^{-6}, 0 Z_{\odot}$ である。金属量によって、円盤分裂の激しさに違いがある。各パネルの左下の縁に中心星の質量を、右下の縁に長さスケールを示す。図は、[4] より引用（一部改変）。

場合（ $\leq 10^{-2} Z_{\odot}$ ）は多くの分裂片が見られ、円盤は非常に自己重力的に不安定で、激しい円盤分裂を経験していることがわかる。

図3に分裂片数の金属量依存性を示す。図3でも図2から見えた傾向がはっきりと示されており、太陽金属量では分裂片数が最も少ない。そして金属量 $10^{-1} Z_{\odot}, 10^{-2} Z_{\odot}$ と低金属量になるにつれて分裂片数は増える。金属量 $10^{-3} Z_{\odot}$ で分裂片数は最大となり、分裂片数は20個を超える。さらに低金属量では、ゆるやかに分裂片数は減少していく。中間的な金属量（ $10^{-2} \sim 10^{-5} Z_{\odot}$ ）で円盤分裂が激しくなっていることが明らかであり、先行研究[17-20]で示されている傾向と整合的である。

図2より、低金属量ほど渦状腕や分裂片が大きく空間的に広がって分布していることもわかる。金属量 $1 Z_{\odot}$ では100 au程度の範囲に分布している。一方 $0 Z_{\odot}$ では、1000 auの範囲に分布している。これは、低金属量ほどガス温度が高い傾向にあるためである。同じ密度で比較したときに、分子輝線で冷却している始原ガスのほうが、ダスト熱放射で冷却している太陽金属量のガスよりも高温である。高温ガスは音速が大きいため、同時に比べたときにより広い範囲のエンベロープから

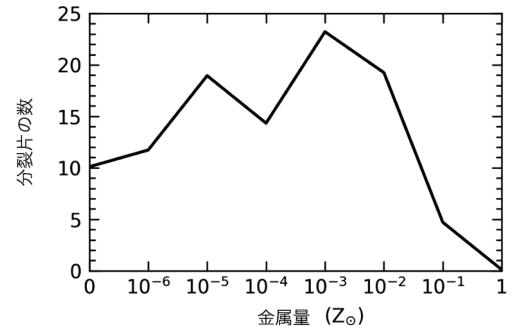


図3 分裂片数の金属量依存性。時間変動の影響を取り除くために、計算最後の5000年（円盤形成後10000-15000年）の時間平均をとっている。金属量 $10^{-3} Z_{\odot}$ がピークであり、それに近い中間的な金属量で分裂片数は多い。図は、[4] より引用（一部改変）。

円盤へとガスが降ってくる。大きい空間領域から降ってくるガスは大きい角運動量を持っているため、円盤は広がった分布となる。

また高温であることは、高い降着率も引き起こす。ここで簡単に、エンベロープから円盤への降着率を見積もる。重力崩壊する前の高密度コアは、圧力によってその自己重力を支えている。そして自己重力が圧力を上回ることで支えを失い、重力崩壊を始める。この重力崩壊が始まる直前の

臨界状態における高密度コアの質量はジーンズ質量と呼ばれ,

$$M_J = \sqrt{\frac{\pi^5}{36G^3}} \frac{c_s^3}{\sqrt{\rho}},$$

で与えられる. ここで, ρ はガスの質量密度である. 圧力の支えを失った高密度コアは自由落下時間

$$t_{ff} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho}},$$

をかけて収縮していく. これらのことから降着率は, およそジーンズ質量を自由落下時間で割った値

$$\dot{M} \simeq \frac{M_J}{t_{ff}} \simeq \frac{c_s^3}{G} \propto T^{3/2},$$

で見積もることができ [21, 22], 高温であるほど高い降着率となる. したがって, 低金属量ほど原始星の質量は大きくなっている, 金属量 $1 Z_\odot$ で $0.11 M_\odot$ であるのに対して, 金属量 $0 Z_\odot$ で $28 M_\odot$ である.

4.2 低金属量円盤で分裂が激しい理由

ここまで述べてきたように, 中間的な金属量範囲の低金属量円盤は, 激しい円盤分裂が起こる(4.1節). 本節では, その原因について考える.

図4に円盤分裂が激しい金属量 $10^{-2} Z_\odot$ の渦状腕の密度および温度構造を並べる. 渦状腕に対応する高密度領域は, その周囲の低密度領域に比べて低温であることがわかる. 低密度領域はエンベロープから円盤へとガス降着している領域であり, 分子輝線で冷却されている. 一方で高密度領域は, 分子輝線ではなくダスト熱放射で冷却されている. ダスト熱放射は分子輝線よりも冷却の効率がよいため, 冷却過程の切り替えが起こったところで急激な温度低下が見られる.

渦状腕で温度が低下することだけが, 低金属量円盤が自己重力的に不安定化する原因であると断定するのはまだ早い. なぜならば, 金属量 $1 Z_\odot$ のような高金属量円盤は全密度範囲でダスト熱放射により冷却されており, 低金属量円盤よりも温度

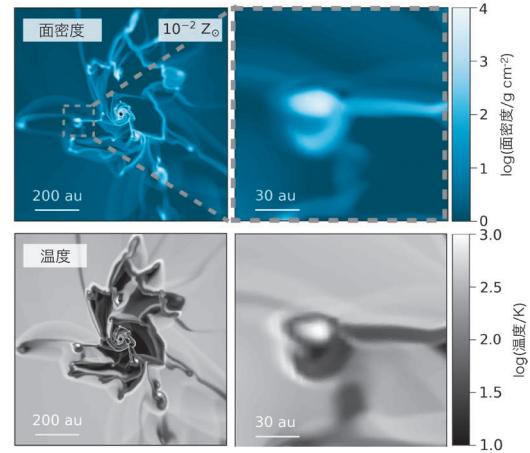


図4 金属量 $10^{-2} Z_\odot$ における, 密度分布(上段)と温度分布(下段)を表す. 左パネルは円盤全体にわたる密度と温度分布を, 右パネルは高密度な渦状腕近傍に拡大した密度と温度分布を示す.

が低いにもかかわらず, 自己重力的に安定であるからである. 低金属量円盤は降着率が高いことも重要である. エンベロープから円盤への降着率は温度に依存しており, 低金属量環境では高金属量環境よりも高降着率となる(4.1節). したがって, 低金属量円盤の面密度は高金属量円盤のそれよりも大きく, 円盤は自己重力的に不安定化しやすい.

また, さらに金属量が低いゼロ金属量環境については, エンベロープが高温なため, エンベロープから円盤への降着率は大きく, 円盤の密度が大きい. しかしダスト熱放射が効かないため, 円盤温度はどの密度領域でも高い. したがって, 中間的な金属量の円盤よりもゼロ金属量円盤のほうが比較的自己重力的に安定である.

以上をまとめると, 円盤分裂が激しい金属量(10^{-2} – $10^{-5} Z_\odot$)では, 低密度領域は分子輝線によって冷却されているため温度が高めである. これによってエンベロープから円盤への降着率は高く, 円盤の面密度が大きい. 加えて円盤中の高密度領域は, ダスト熱放射によって冷却されているため, ガス温度が急激に低下する. これら2つの効果が合わされることで, 激しい円盤分裂を招いている.

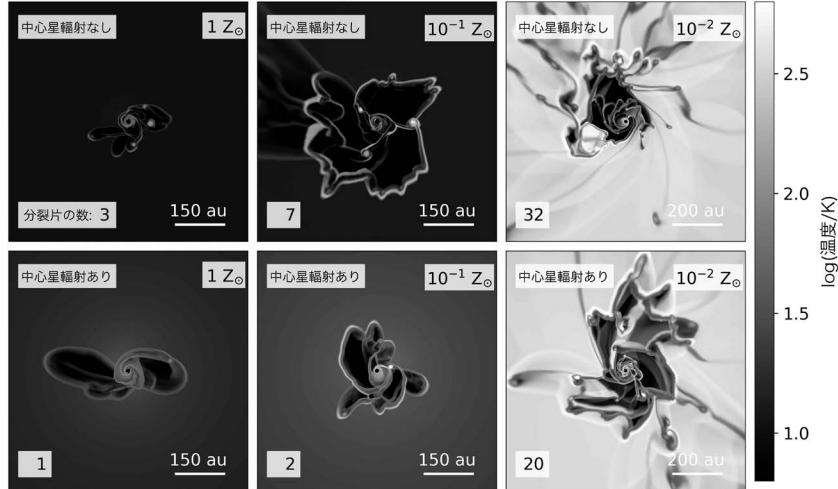


図5 中心星輻射加熱による温度構造への影響. 上段のパネルは中心星輻射をオフにした計算の結果であり, 下段のパネルは中心星輻射の効果が入った計算の結果である. 上下段の各パネルは左から右へ金属量 $1 Z_{\odot}$, $10^{-1} Z_{\odot}$, $10^{-2} Z_{\odot}$ の場合の結果を示している. 各パネルの左下の縁に分裂片の数を示す. 図は, [4] より引用 (一部改変).

5. 高金属量円盤の中心星輻射による安定化

中心星輻射があると, ダスト熱放射の逆過程により, ガスを加熱する. 通常ダスト熱放射では, ダストは衝突でガスから受け取った熱エネルギーを放射によって外部へと放出する. しかし, ガスやダストよりも温度が高い中心星輻射場があると, ダストはその輻射場の光を吸収する. 吸收した光エネルギーはダストの熱エネルギーへと変換され, その後にガスとダストが衝突することで, 熱エネルギーはガスへと渡される. したがってガスとダスト間の衝突が十分に起これば, ガス温度は輻射場の温度以下になることはなく, ガス温度を高めに保つことができる.

これまで紹介した数値シミュレーションでは, 中心星輻射による加熱の効果が組み入れられているが, それが円盤の自己重力不安定性にどのような影響を与えているのかを調べるために, 中心星輻射の効果をオフにした追加の数値シミュレーションを3モデルで実行した. 中心星輻射による加熱は, 特に温度が低い高金属量円盤で有効で

あると考えられるため, 高めの金属量 $1, 10^{-1}, 10^{-2} Z_{\odot}$ で行った.

図5に中心星輻射を考慮した数値シミュレーションと, 中心星輻射をオフにした数値シミュレーションの温度構造の比較を示す. 両者の違いは, 金属量 $1 Z_{\odot}, 10^{-1} Z_{\odot}$ の間で顕著に出ている. 中心星輻射をオフにした数値シミュレーションでは, 円盤もその周囲も温度が低めになっていることがわかる. また分裂片数でも違いが見られ, 中心星輻射をオフにすることで, 金属量 $1 Z_{\odot}$ では3倍, 金属量 $10^{-1} Z_{\odot}$ では3.5倍に増えている. 金属量 $10^{-2} Z_{\odot}$ でも分裂片数が増加しているが, 高金属量の2例ほどの変化はない. このように高金属量円盤では, 中心星輻射の効果が効きやすいことが安定化に対して寄与している.

6. 連星率の観測への示唆

今回の数値シミュレーションで得られたような激しい円盤分裂を起こす系の発展として, 連星系の形成が考えられる. 分裂片の多くは中心の星へ降着してしまうと思われ, 現に数値シミュレーション中でも繰り返し分裂片が中心へ落ちていく

様子が見られた。しかし、中心へ落ちることなく原始星周囲で生き残る可能性も排除できない。激しく分裂している系はカオスになっているため、実際にどちらの運命を辿るかを現時点で予言することは困難であり、より長時間の数値シミュレーションによって確かめるしかない。

もし分裂片が生き残った場合、その質量に応じてガス惑星、褐色矮星もしくは主系列星となる。形成された直後の分裂片質量は金属量によるが、 $10^{-3}\text{--}10^{-1} M_{\odot}$ であり、ガス惑星、褐色矮星の質量範囲である。そして分裂片が周囲の円盤からのガス降着や分裂片同士の合体で質量成長すれば、主系列星となる。円盤分裂は連星系形成の有力な経路のひとつと考えられており、特に星同士の距離が近い近接連星の起源として期待されている。

観測から、近接連星率に金属量依存性があることが示されている [23]。金属量 $1\text{--}10^{-3} Z_{\odot}$ の範囲で、金属量が低くなるにつれて近接連星率は大きくなる。しかし、 $10^{-3} Z_{\odot}$ よりも低い金属量で近接連星率を統計的に調べることは観測的に困難であり、金属量依存性がより低金属量な範囲でどのようにになっているのかはわからない。

観測で近接連星率の増加がみられる金属量範囲は、数値シミュレーションで分裂片数が増えると示されている金属量範囲と一致している。このことから、低金属量円盤での激しい分裂は、連星系の形成に寄与していると考えられる。今後、この推測にさらに迫る研究が求められる。

7. まとめと今後の展望

全金属量範囲で詳細な熱進化を考慮した、2次元輻射流体数値シミュレーションを実行し、星周円盤の進化を15000年追跡した。円盤の自己重力不安定性と円盤分裂が、どのように金属量に依存するのかを調査した。本研究により、すべての金属量で円盤分裂が見られたが、その激しさは金属量によって大きく異なることがわかった。特に中間的な金属量($10^{-2}\text{--}10^{-5} Z_{\odot}$)で円盤分裂は激しくな

る。それに伴い、形成される分裂片数も金属量依存性を持っており、金属量 $1\text{--}10^{-3} Z_{\odot}$ では、低金属量であるほど分裂片数が多くなる。そして金属量 $10^{-3} Z_{\odot}$ をピークとして、より低金属量であるほど分裂片数はゆるやかに減少する。低金属量円盤が自己重力的に不安定である理由はその密度・温度構造にあり、高温の低密度領域(エンベロープ)から円盤への降着率が高いため、円盤密度は大きくなる。さらに、円盤内の高密度領域でダスト熱放射が効率的になることで、円盤温度は急激に低下する。この2つの効果が合わさり、円盤は自己重力不安定となる。また、高金属量円盤の安定化に中心星輻射が貢献していることも明らかとなった。

本研究では、低金属量円盤で大量の分裂片が形成されたが、それらが今後生き残るか、中心星の最終質量にどのような影響を与えるかは明らかではない。これらを明らかにするためには、より長時間の数値シミュレーションを行う必要がある。さらに中心星からの輻射フィードバックの効果を入れる必要がある。本研究では中心星輻射によるガスの加熱は考慮しているが、中心星輻射が円盤を光電離で蒸発させたり、ダストへ運動量フィードバックを与える効果は考慮されていない。これらはエンベロープから円盤へ、また円盤から中心星への降着を阻害するため、中心星の最終質量を定めるために重要である。

磁場の効果は、本研究の数値シミュレーションでは考慮されていなかったが、円盤進化に重要な役割を果たす。磁場は、円盤から角運動量を引き抜くことで円盤から中心星への降着を助け、円盤の安定化を促進する。仮に磁場を入れてなお円盤が自己重力不安定である場合でも、磁場がないときよりも円盤の角運動量は引き抜かれているため、円盤のサイズは小さくなる。すると円盤分裂が起こる長さスケールも小さくなるため、近接連星を形成するうえで有利に働く。したがって、近接連星率と金属量の関係性をさらに議論するためには、磁場の効果が必須である。

謝 辞

本稿の科学的な内容は、2022年に筆者らが発表した査読付き学術論文に基づいています [4]。本研究は筆者が博士学生から京都大学でのポスドクの期間にかけて行いました。博士課程在学時の指導教員の大向一行氏と、京都大学でのポスドク時の受け入れ教員であった細川隆史氏に深く感謝を申し上げます。また、本研究の共同研究者である田中圭氏、E. I. Vorobyov氏にはたくさんのご助言をいただきました。お礼申し上げます。本稿を執筆する機会を与えていただいた岩崎一成氏にも感謝いたします。

本研究は国立天文台天文シミュレーションプロジェクト (CfCA) の XC50 を利用しています。

参考文献

- [1] Kroupa, P., 2002, *Science*, 295, 82
- [2] Hosokawa, T., et al., 2011, *Science*, 334, 1250
- [3] Hirano, S., et al., 2014, *ApJ*, 781, 60
- [4] Matsukoba, R., et al., 2022, *MNRAS*, 515, 5506
- [5] Larson, R. B., 1969, *MNRAS*, 145, 271
- [6] Omukai, K., & Nishi, R., 1998, *ApJ*, 508, 141
- [7] Goodman, A. A., et al., 1993, *ApJ*, 406, 528
- [8] Tatematsu, K., et al., 2016, *PASJ*, 68, 24
- [9] Toomre, A., 1964, *ApJ*, 139, 1217
- [10] Boss, A. P., 1998, *ApJ*, 503, 923
- [11] Machida, M. N., et al., 2011, *ApJ*, 729, 42
- [12] Matsukoba, R., et al., 2023, *MNRAS*, 526, 3933
- [13] Kratter, K. M., et al., 2010, *ApJ*, 708, 1585
- [14] Vorobyov, E. I., & Basu S., 2010, *ApJ*, 719, 1896
- [15] Omukai, K., et al., 2005, *ApJ*, 626, 627
- [16] Tanaka, K. E. I., & Omukai, K., 2014, *MNRAS*, 439, 1884
- [17] Machida, M. N., & Nakamura, T., 2015, *MNRAS*, 448, 1405
- [18] Chon, S., et al., 2021, *MNRAS*, 508, 4175
- [19] Shima, K., & Hosokawa, T., 2021, *MNRAS*, 508, 4767
- [20] Chiaki, G., & Yoshida, N., 2022, *MNRAS*, 510, 5199
- [21] Shu, F. H., 1977, *ApJ*, 214, 488
- [22] Stahler, S. W., et al., 1986, *ApJ*, 302, 590
- [23] Moe, M., et al., 2019, *ApJ*, 875, 61

Circumstellar Disk Fragmentation Across All Metallicities

Ryoki MATSUKOBA^{1,2}

¹Center for Computational Sciences, University of Tsukuba, 1-1-1 Ten-nodai, Tsukuba, Ibaraki 305-8577, Japan, ²National Institute of Technology, Kochi College, 200-1 Monobe, Nankoku, Kochi 783-8508, Japan

Abstract: Disk fragmentation due to gravitational instability in a circumstellar disk is a promising process for the formation of binary systems and gas giants. This instability depends on the disk's thermal evolution, which varies with metallicity. Our study examines the long-term evolution of disks across the entire range of metallicities, from solar to zero metallicities, using numerical simulations to reveal the relationship between gravitational instability and metallicity. Our results indicate that the disk with low metallicity (10^{-2} – 10^{-5} Z_{\odot}) is gravitationally unstable and exhibits intense disk fragmentation, particularly at 10^{-3} Z_{\odot} , where instability is most pronounced. Within this range of metallicity, due to the temperature structure of the envelope and disk, the disk becomes dense and cool, making it gravitationally unstable. In this article, we initially explain the significance of metallicity in disk evolution, followed by a discussion on our research findings and their implications for observations.