

# 星形成理論の展開

## 犬塚修一郎

〈名古屋大学大学院理学研究科素粒子宇宙物理学専攻 〒464-8602 愛知県名古屋市千種区不老町〉

e-mail: inutsuka@nagoya-u.jp



「分子雲の形成から原始星，原始惑星系円盤の形成に至るまでの星形成過程に対する理論的研究」という題目で日本天文学会第24回林忠四郎賞をいただきました。最近顕著に進んだ星形成過程に対する理解の全貌をごく簡単に説明します。内容は，磁場を含む星間媒質の中での水素原子雲と分子雲の形成，フィラメント状分子雲の形成・分裂と星形成の開始と星形成の統一シナリオ，分子雲コアの質量関数や回転の起源，低い星形成率と分子ガスの散逸時間，原始惑星系円盤の形成と進化，惑星形成論への示唆などを含みます。

### 1. 林先生との思い出

私が大学院の修士課程に入学した時にはすでに林忠四郎先生は京都大学を退職されていました。そのため，林先生に直接指導を仰ぐ機会はほぼなかったのですが，幸運にも林先生の前で講演する機会が私には2度訪れました。一回目は私が修士課程の学生の時で，フィラメント状分子雲の収縮と分裂の研究について講演することができました。このテーマは林先生が成田真二先生や私の指導教員であった観山正見先生らと研究されていた平板状の分子雲の自己重力的進化の帰結として重要になるため，興味を持って聞いてもらえました。2回目は私が京都大学の天体核研究室（林先生が退職まで主宰されていた研究室）の准教授をしていた2008年でした。中澤清先生の退職記念懇親会の席で，星形成理論の研究の進捗状況について報告するために林先生の自宅を訪問するように言われました。記念研究会の席では，林先生に研究室運営に関する経験談をまとめたノートをいただき，とても感激しました。実はその貴重な内容は [1] の中に掲載されています。図1は一時間程度続いた研究報告直後の写真です（林先生の前に小さな煙草の箱が写っています）。白い壁に車

で持ち込んだプロジェクターでスライドを投影し汗だくになって説明したのを覚えています。その時に解説できたのは，星間磁場の効果を見逃した場合の分子雲形成の最新理論でした。しかしその後，井上剛志君の博士論文を契機に磁場の効果を入れた研究も大きく進むことで私の中での星形成の全体像が大きく変わり，多数の無関係に見える観測事実を一気に説明する描像を得るようになりました。その進捗についても林先生には詳しく報告したかったのですが，訪問の翌年に私は名



図1 2008年林先生のご自宅にて星形成理論の研究成果を報告した直後（元近畿大学木口勝義先生撮影）。

古屋大学に異動となり、その後1年足らずして先生は他界されて報告の機会を完全に失ってしまいました。天文学会年会での受賞講演では、林先生に報告することができなかった研究について、日本天文学会の多くの方に紹介することができたので感慨深いです。年会実行委員長の酒井さんをはじめ、コロナ禍の中で年会運営に関わったすべての方々、および林賞の選考委員会の方々に感謝いたします。

## 2. 銀河円盤部の星形成統一シナリオ

### 2.1 星形成シナリオの乱立と解明の糸口

私は修士課程に入学した1989年からこれまで30年以上にわたって星形成に関わる研究を続けていることとなりますが、5年以上前は「わかった」気分になることはありませんでした。それは銀河系円盤部の太陽系近傍の星形成領域に限定したとしても、観測されているものが、かなり異なる様相を示していたからです。少し具体的に言うと、少なくとも以下のような3つの星形成のモードが観測結果の解釈として示唆されています。

- A) 連鎖的星形成: 星の進化段階の違いが空間的に連続変化しているように観測されることにより1970年代から提唱されています。膨張する電離領域によって圧縮されたガス層で次世代の星が形成されるという説については最近Collect & Collapse Modelとも呼ばれます [2].
- B) 分子雲衝突による活発な星形成: 分子雲同士の衝突現象が大質量星を含む星団形成の開始条件となるという説 [3].
- C) 星形成のフィラメント・パラダイム: 近傍のすべての星形成領域の星は高密度分子ガスのフィラメント状分子雲で生まれるという観測結果に基づいており、欧州のハーシェル宇宙望遠鏡による主要な成果です [4].

これらは主に星形成の開始条件の違いによるものとして分類することができます。現在でも星形

成の国際会議に行くと観測結果の解釈として上記のいずれかの説の枠組みで話す人が多いです。それぞれの観測の解釈は極めて説得力のあるものが多く、どれも実際に起こっている現象を表しているように思えます。しかし、これらの見かけやシナリオの論理は大きく違うため、それぞれを主張する複数の学派が存在しているような状況にあり、基礎物理学をもとに宇宙の進化を理解したいという理論家としては満足できない状況でした。星形成過程は銀河の進化を駆動するものですが、銀河進化研究に取り組みたい研究者に「結局、どのモードの星形成が銀河進化に重要な?」と聞かれても「よくわからない」という答えしか持っていなかったのが6年ほど前までの私の理解です。

上記の3つのシナリオの違いが星形成の開始条件の違いに基づいているため、星形成の初期条件を理解することが重要であることは明らかです。その初期条件は星形成の現場である分子雲の形成進化で決まっているはずという信念のもと、私は当時東京大学の大学院生だった小山洋君と1997年頃に本格的に分子雲の形成過程の研究を始めました。実は同時期にフランスで小山君よりも少し年長のP. Hennebelle氏が関連する研究を博士論文研究として始めていたのですが、我々はそのことを知らなかったので、競合する相手がいない状態の中、手探りで研究をしていました。星間媒質の熱的不安定性の研究の勉強等から始め、輻射冷却・加熱や水素分子形成の化学反応などを詳しく調べました。

図2は光学的に薄い星間媒質の熱平衡状態です [5]。横軸はガスの数密度で縦軸は絶対温度および圧力をボルツマン定数で割った値。水平線は太陽系近傍の平均的な圧力に対応します。数密度が数個程度の平衡点は熱的に不安定です。通常は安定な相として、低密度なWarm Neutral Medium (WNM) と高密度のCold Neutral Medium (CNM) に分類します。いわゆる冷たい水素原子ガス雲 (HI cloud) はCNMのことです。銀河

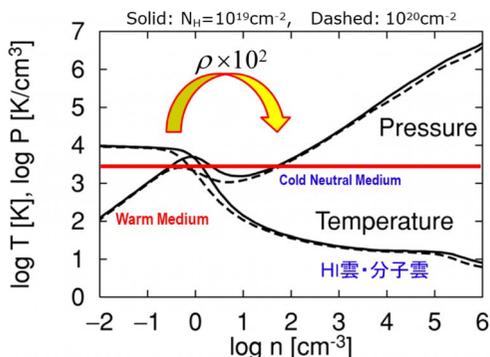


図2 光学的に薄い星間媒質の輻射による熱平衡状態。横軸はガスの数密度で縦軸は絶対温度および圧力をボルツマン定数 $k_B$ で割った値。水平線は太陽系近傍の平均的な圧力に対応。数密度が数個程度の平衡点は熱的に不安定。低密度と高密度の相はそれぞれWNM, CNMと呼ばれます [5]。

系円盤部で分子雲が観測される 100 pc 程度の厚みの層の体積の大部分は（超新星残骸に対応する高温ガス部を除けば）WNMで占められています。太陽系近傍におけるガスの観測によると WNMとCNMの質量は同じ程度です。密度は百倍以上違うので、CNMが占める体積は1%以下です。分子雲はCNMのうちの柱密度が十分に大きい雲に対応しています。WNMからCNMを形成する過程は密度が百倍以上上昇する変化であり、いわゆる相転移です。WNMもCNMも熱的には安定な状態なので、その転移は大きな圧縮が必要であり、星間媒質を伝播する適度な（WNMの音速 10 km/s より少し速い）衝撃波によって駆動されます。

図3にWNM中に伝播する星間衝撃波を計算した結果を示しています [6]。衝撃波により高密度になったガスが輻射冷却で冷えてCNMになり、さらに乱流状態になっていることがわかります。この計算は星間ガスの相転移が起こると乱流が必ず駆動されることを示した最初の計算です。この乱流はCNMを取り巻くWNMに押されて動く現象であるため、WNMの音速（10 km/s）よりは

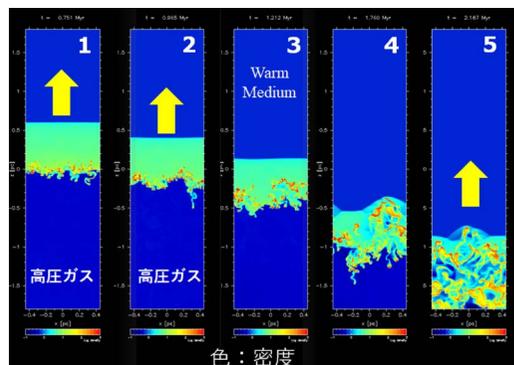


図3 WNM (上部) に向かって伝播する星間衝撃波。下部に超新星爆発に起因する高圧ガスが存在しているという設定での計算ですが、衝撃波面が下に移動しているように見えるのは、計算座標系が上に移動しているためです [6]。

小さく、数 km/s 程度です。CNMの高密度部分ではある程度の水素分子が形成されています。もし、高密度ガスを分子輝線などで観測するとその温度の音速（ $\sim 0.2$  km/s）よりも早い速度で動いているので、「超音速」に見えます。しかし、この運動自体はあくまで低密度媒質に対して亜音速の現象であり、この乱流はほぼ減衰しません。エネルギースペクトルを測定するとコロモゴロフ的（冪は $-5/3$ ）になっています。なお、上記は磁場を含まない場合のものですが、磁場があると低密度部分の Alfvén 速度はやはり大きく、運動の速度は Alfvén 速度よりも小さいと言えます。これが電波観測で普遍的に見られる「超音速乱流」の起源だと我々は考えています。

さて、銀河系では百年に一回よりは少し多いくらいの頻度で超新星爆発が起こっていると観測されており、百万年程度の冷却時間を持つ超新星残骸が定常的に占める体積を見積もると

$$(100 \text{ pc})^3 \times 10^6 \text{ yr} \div 100 \text{ yr} = 10^{10} \text{ pc}^3$$

程度になります。これは薄い銀河円盤の体積  $(10 \text{ kpc})^2 \times 100 \text{ pc} = 10^{10} \text{ pc}^3$  と同程度です。つまり、薄い円盤のあらゆる場所は百万年に一回程度の頻度で超新星爆発に起因する衝撃波に掃かれている

ことになります。そこで星間媒質の動的な時間スケールとして  $t_{\text{dyn}}=10^6$  yr と書きましょう。分子雲の形成の時間スケールは  $t_{\text{dyn}}$  でしょうか？ 答えは実はNoであることが、井上剛志君の博士論文に始まる研究でわかりました。上述と同様の計算の初期条件において、観測される程度 ( $\sim\mu\text{G}$ ) の磁場を入れると、一回の圧縮で乱流状態の冷たい原子ガス雲は形成されるが十分高密度の分子雲はできないことがわかりました [7]。これは圧縮層がガス圧ではなく磁気圧で支えられて高密度になれないためです。この結論は磁場の強度を1桁程度下げても変わらない強固なものでした。そこで我々の結論は「分子雲を形成するには複数回の衝撃波圧縮が必要である」というものでした [8]。現実的な圧縮回数は典型的には十回以上となります。そのため、分子雲の形成時間スケールは  $t_{\text{dyn}}$  の十倍以上になります。磁気雲の形成等の詳細については、前述の P. Hennebelle 氏と最近書いた Review を参照ください [9]。

## 2.2 分子雲形成の理解から銀河系円盤部の星形成の統一シナリオの提案へ

上記の理論的な研究からわかることは、星間媒質は百万年に一回超新星残骸による衝撃波で掃かれており、何度も衝撃波に掃かれることで立派な分子雲が誕生するというものです。図4はその模式図です。この模式図をもとに以下のような星形成過程に対する理解が得られます [10]。

小さな分子雲でも衝撃波による圧縮の度に磁場に垂直なフィラメント状分子雲が形成され、その線密度が十分大きくなれば星形成は開始します。その様子は図4の右下に挿入されており、度重なる衝撃波による圧縮でできた磁場に垂直なフィラメント状分子雲を含む平板状の構造です。そこでの不活発な星形成では大質量星は形成されず、分子雲を破壊することはありません。そのため、分子雲の質量は数千万年にわたって単調に増えていきます。最終的には大質量星が形成され、その表面からの強烈な紫外線によって分子雲は破壊されます。大きな分子雲同士の衝突も限定的な頻度で発生し、大質量星を含む星団の形成に至る場合が

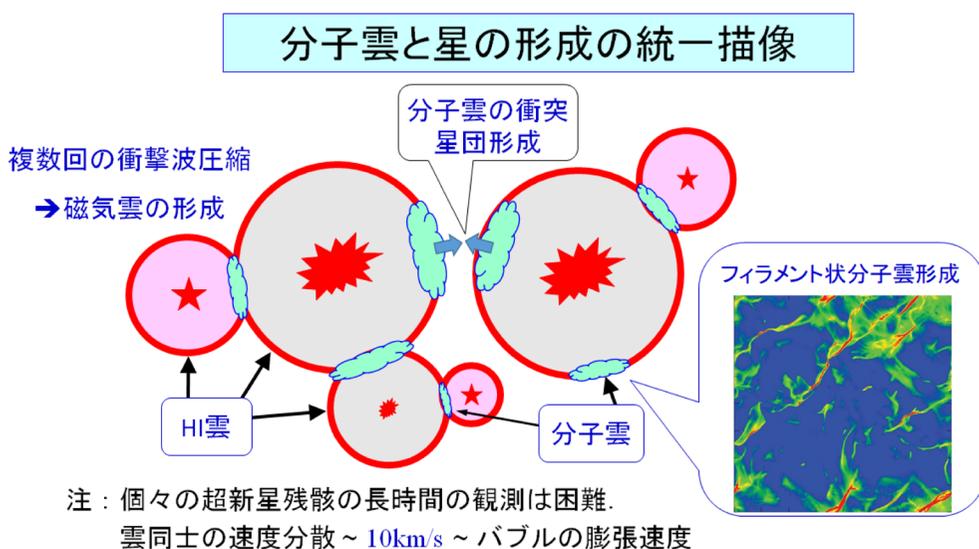


図4 銀河系円盤部における分子雲形成過程と星形成。丸い構造(バブル)は古い超新星残骸を模擬しており、その表面は冷たいHI雲を含むHIガスで覆われています。バブル表面の一部の領域では分子雲が形成されており、分子雲の質量は数千万年にわたって単調に増えていきます。文献[10]より改変。

あります。

この分子雲形成および星形成の統一シナリオは、実は前節で挙げた3つの星形成シナリオをすべて自然な形で含みます。むしろ、前節で述べた3つの星形成のモードは、ここで提案している星形成の統一シナリオの部分的な側面を見ていたに過ぎないこととなります。この統一シナリオは観測されている種々の星形成領域の空間的特徴を説明するだけでなく、種々の物理量や特徴を比較的容易に説明するので、以下にまとめます。

- ① 雲形成の時間スケールは一千万年以上その間、星形成活動は加速する
- ② 分子雲同士の速度差（相対速度） $\sim 10$  km/s
- ③ 分子雲コアの質量関数と角運動量分布
- ④ 星形成効率は数%
- ⑤ 巨大分子雲の質量関数の予言

これらの性質は銀河系円盤部の星形成として知られているものですので、この統一シナリオが円盤部では一般的に有効であると期待されます。上記の①と②はすでに説明したことからある程度わかるので、以下は③以降について説明します。

### 2.3 星の初期質量関数の理解へ向けて

フィラメント状の分子雲が分裂して分子雲コアが形成され、その中で星が生まれます。この分子雲コアの質量と生まれる星の質量の比はおおむね3:1程度だという観測的示唆があります。理論的にも太陽質量程度の星が生まれる場合、星と分子雲コア質量の比は30-40%になることが理論的にもわかっています。だとすると、分子雲コアの質量分布が生まれる星の質量分布（初期質量関数、IMF）を決定することになります。このIMFの起源を理解することは天体物理学の最重要課題の一つです。そのため、分子雲コアの質量関数について理解することが重要ですが、これはフィラメント状分子雲の分裂過程で決まっているはずで、その分裂過程は線形理論で大枠を理解することが可能です。最も不安定な波長はフィラメント

の直径の4倍程度ですが、それよりも長い波長は成長率が小さいながらもすべて成長します。そのため、十分に小さな揺らぎしかない場合は直径の4倍程度で分裂することが期待されますが、初期条件（種々の波長の揺らぎの大きさの分布により）に直接依存して進化が決まります。特に長い波長の揺らぎの成長が遅いことに対応して、コアの合体が後々まで継続することになります [11, 12]。そこで、私はフィラメント状分子雲が生まれ、分裂して星形成が始まる際の線密度分布パワースペクトラムの関数として、分子雲コアの質量分布を解析的に求めていました [13]。具体的には図5のように、初期の線密度パワースペクトラムの冪が $-1.5$ 程度の場合は分子雲コアの質量関数は星の初期質量関数と類似することを見出していました。そのため、フィラメント状分子雲の線密度の空間分布を測れば、この理論の正否がわかることとなります。残念ながら、この予言は十年以上観測的に検証されることはありませんでした。しかし、前述のハーシェル宇宙望遠鏡のチームが詳細

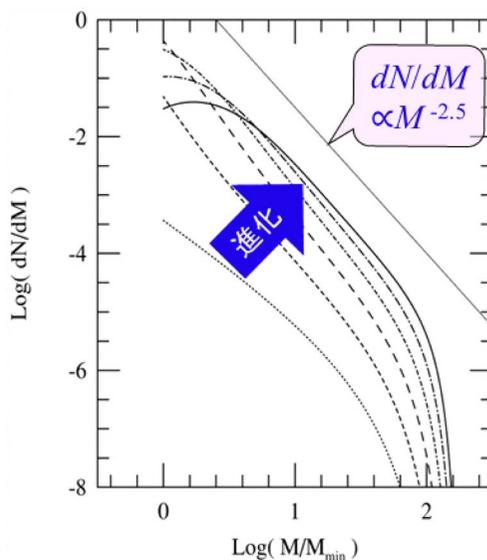


図5 分子雲コア質量分布の時間発展。初期の線密度パワースペクトラムの冪が $-1.5$ 程度の場合はコア質量関数は星の初期質量関数と類似します [13]。

な測定を行い、線密度の空間分布のスペクトラムの冪は $-1.6 \pm 0.3$ であることが報告され[14]、見事に予言が実証されました。今では私はこの数値は $-5/3$ なのだろうと考えています。なぜなら、分子雲形成の研究と見事につながるからです。なお、予言論文については今では自信作の一つなのですが、宇宙論で使う Press-Schechter 理論を使っているため星形成の研究者には馴染みがなく、引用数が少ないです。もっとわかりやすく書けばよかったですと後悔しています。

## 2.4 天体の回転の起源

銀河系に存在する天体はほぼ例外なく回転しています。その角運動量の起源は何でしょうか？すべての天体は生まれた時に回転しているので、わずかに回転する分子雲コアから星が生まれる際に角運動量を獲得しているはずですが。前節の話は分子雲コアの質量分布についてでしたが、分子雲コアの角運動量についても説明しなければなりません。なぜなら、フィラメント状の分子雲の分裂過程により分子雲コアが角運動量を獲得するからです。驚くことに質量関数を説明するコルモゴロフ則（冪は $-5/3$ ）でかつ、フィラメント状分子雲の重心速度揺らぎ（Centroid Velocity Fluctuation）の分散が音速程度であれば、観測される分子雲コアの角運動量の質量依存性を定量的に説明可能であることが最近わかりました [15]。つまり、遷音速程度の速度揺らぎのコルモゴロフ擾乱が、コアの質量関数と角運動量の両方を同時に説明するので。ちなみに、コアの質量関数を説明すると称する理論は複数あるのですが、角運動量を説明する理論は我々の理論以外にはまだありません。この結果を得て、私はフィラメント状分子雲の解析に基づく理論的枠組みの優位性を確信しました。

## 2.5 星形成効率と Schmidt-Kennicutt 則

2.2節の終わりに挙げた項目の④と⑤については大質量星の強い紫外線により分子雲が破壊され、星形成が終了することで理解できます。詳し

い内容を省略してエッセンスだけまとめると以下のようになります。

まず、太陽の30太陽質量以上の大質量星が生まれると4百万年程度で $10^5$ 太陽質量程度の分子雲が破壊されます。この際に、電離される水素の量は限定的ですが、水素分子を光解離する光子の効果によりガスが加熱されることが重要です。

標準的な星の初期質量関数に従って星が生まれると仮定すると、生まれた星の全質量が千太陽質量くらいになると、30倍以上の太陽質量の大質量星が1個生まれるという計算になります。

つまり、 $10^5$ 太陽質量程度の分子雲の中で星が千太陽質量くらい生まれると、その中の一つの大質量星により分子雲全体が破壊されるということになります。これは星形成効率が $10^3/10^5=1\%$ であることを示しています。さて、母天体の分子雲の質量が $10^5$ 太陽質量でない場合はどうなるでしょうか？例えば、その十倍の $10^6$ 太陽質量の分子雲が存在している場合、生まれた星の総質量が1万太陽質量になって星形成効率が1%になった時には30太陽質量以上の大質量星が十個程度生まれることとなります。大質量星の距離が十分離れていて非線形の影響が無視できるなら、この10個の大質量星は $10^5$ 太陽質量の十倍の分子雲を壊すでしょう。つまり、やはり星形成効率は $10^4/10^6=1\%$ になると期待されます。これが観測される数%の低い星形成効率の説明です [9]。

さて、このように立派な分子雲ができてから分子雲が破壊されるまでの時間は、大質量星の形成時間+4百万年となります。大質量星の形成時間を立派な分子雲ができてからの時間として計算する必要があります。それは分子雲の形成時間スケール程度だとして、近似的に一千万年としましょう。銀河スケールの研究者が使う分子ガスの散逸時間は、分子ガスの質量を星形成率で割ったものです。星形成率とは単位時間に生まれる星の質量です。上述の計算を用いれば、散逸時間は、

星形成時間÷星形成効率=14 Myr/0.01=1.4 Gyr

となります。星形成効率は母天体の質量にほとんど依存しないので、散逸時間もガスの質量によらず $10^9$ 年のオーダーとなることになります [9]。これは銀河観測で知られている Schmidt-Kennicutt 則 [16] のエッセンスの説明になっています。

ここで説明した理論は基本的な論理を示しており、その詳細については今後も詳しい研究が必要です。しかし、四半世紀以上にわたる研究の結果、やっと銀河を研究している人に提供できる星形成の理論ができつつあるという実感を持っています。このことは最後の章で触れる新学術領域につながっています。

### 3. 原始星と原始惑星系円盤の形成

受賞記念講演では時間の制限により、前章までの説明に集中しました。ここではまだ紙面があるので、後半部分についてもごく簡単に述べたいと思います。

#### 3.1 原始星の熱力学的進化

分子雲コアから原始星が形成される輻射流体力学的物理過程については、当時私が指導していた大学院生の増永浩彦君が Variable Eddington Factor 法に基づく輻射流体力学的計算を行ってくれました [17, 18]。その際、圧力  $P$  と密度  $\rho$  の関係を便宜上  $P=K\rho^\gamma$  と表した場合の実効的比熱比  $\gamma$  が決定的に重要です。

自己重力崩壊する分子雲コアの中心部は周りを置いてけぼりにして収縮するので、逃走的収縮 (run-away collapse) と呼ばれ、自己重力系の収縮の特徴です。図6に逃走的収縮をする中心部の温度進化を示します [19]。ダスト (塵粒子) が放射する遠赤外線に対して光学的に薄い分子雲では温度は 10 K 程度でほぼ等温 ( $\gamma \simeq 1$ ) になっていますが、重力収縮する分子雲コアの中心部ではまず、加熱源である輻射に対して光学的に厚くなるため、加熱が減り温度はわずかに減少します。し

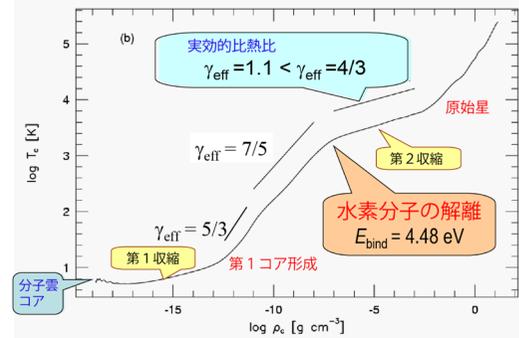


図6 原始星中心部の熱的進化。実効的比熱比が4/3よりも大きくなった時が準静水圧平衡の天体の形成時期に対応します。文献 [18] より改変。

かし、収縮が進むと圧縮加熱が冷却放射を上回り温度が上昇するようになります。さらに冷却放射に対して光学的に厚くなると温度上昇はさらに大きくなってほぼ断熱的になり、 $\gamma \simeq 5/3$  となります。この状態では自己重力的に安定なので、逃走的収縮が一旦止まって準静水圧平衡の天体である第一コアが生まれます。その大きさは数 au もあり、主に水素分子で構成されています。第一コアの表面には外から超音速でガスが降り積もるため衝撃波が発生しています。

第一コアの中心部はゆっくりとした収縮を続け、温度はじわじわと高くなります。温度が約2千度になると吸熱反応である水素分子の解離が進み、実効的な比熱比は再度小さくなります。これは中心部分が自己重力的に不安定になることに対応し、動的な収縮が再度始まります。これを第二収縮と呼びます。水素分子がすべて解離してしまうと大きな冷却源がなくなるのでガスは再度断熱的になり自己重力的に安定な準静水圧平衡の天体である第二コアが生まれます。これが原始星です。

分子雲から原始星が生まれるという星形成過程においては、収縮が一旦遅くなる段階が2回訪れるわけですが、この2種類の天体の形成時期には回転の効果による揺らぎの成長が重要となり、連星や多重星などに分裂する可能性の機会を与えま

す。それぞれ、長周期の連星と近接連星の形成過程として重要となることが文献[20]により示されています。しかし、長周期の連星系の形成については研究が不十分なので今後も研究が必要です。

ところで、ここで説明した第一コア形成の観測的な検証はまだ不十分です。第一コアを観測していることが示唆される論文は多数あるのですが、多くの研究者が認めるような決定的な観測はまだです。ALMA等による観測の発展に期待します。

第一コア・第二コアの形成は連星系の形成だけでなく、アウトフローやジェットの駆動にとっても重要であることを次に説明します。

### 3.2 原始星の形成とジェットの駆動

磁場に貫かれて回転する分子雲コアの重力的収縮は中心高密度部分が逃走的に進むが、第一コアができるのと収縮から回転に転じ、磁場の力で分子流を放出するということがわかっていました[21]。しかし、第一コアの中で第二収縮するガスの振る舞いを記述するには電離度の低下を考慮した計算が必要です。

天体核研究室の准教授をしていた頃の博士研究員の町田正博君は、増永君が得た熱力学的進化をモデル化して3次元の非理想磁気流体力学的数値シミュレーションを行うことでこの問題に取り組みました。計算に利用したコードは固定階層格子法と呼ばれる方法で法政大の松本倫明氏が開発したものです。計算の結果、原始星が生まれる頃には中心部分は磁束のほとんど(99.9%程度)を失うことがわかりました[22]。ポロイダル磁場が極めて弱くなったため、磁気ブレーキが利かない原始星は高速に回転することが可能であり、回転破壊速度より少し遅い程度で回転し続けます。回転により受動的に巻き込まれた磁場は巻き数の多いバネのような状態になり、トロイダル磁場がポロイダル磁場を遥かに凌駕した構造となります。トロイダル磁場の増強は単調に続き、最終的にはトロイダル磁場による磁気圧が十分大きくなり、重力束縛に打ち勝って両極域からガスの流れが生じ

ます。トロイダル磁場の強度が強いため、コリメーションが極めてよい脱出速度程度の流れとなって直線状のジェットが放出されます[23]。

つまり、我々の計算では分子流と光学ジェットは、第一コアと第二コアという異なる大きさの構造から放出されることを予言していましたが、近年は観測的にも検証されています[24]。

### 3.3 原始惑星系円盤の形成

惑星形成の舞台として重要となる原始惑星系円盤がどのようにして形成されるか?という問題は重要です[19]。この問題についても我々は世界に先駆けて取り組みました。

図7に生まれたての原始星の周りに重い円盤構造ができて、さらに分裂してガス惑星を形成している様子の非理想磁気流体力学シミュレーションを示します[25]。これらは第一コアの中の電離度が低く、ガスが磁力線に凍結していない領域(Dead Zone)で起こっています。円盤自体の大きさは単調に大きくなり、やがて第一コア全体が円盤に変換されることとなります。なぜ、重い円盤ができるかについては、図8に示しているように、円盤の質量が中心星の質量よりも大きいような状態が初期に継続するからです。なぜなら、第一コアの質量は形成期に0.01太陽質量程度であり、原始星の質量は0.001太陽質量程度なため、十分に成長した円盤の質量は簡単に中心星程度になるからです[25]。

### 3.4 原始惑星系円盤の進化と惑星形成へ

形成期の原始惑星系円盤の質量は大きいのですが、自己重力的に生まれる渦状腕などで角運動量輸送は効率的に働き大きな質量降着を続けます。そのため、百万年以内に円盤の質量は小さくなると考えられます。このような長時間の進化を直接数値計算で追うことは困難です。そのため、惑星形成を研究している人のほとんどは適当な円盤構造を仮定して研究しているというのが実情です。原始星の形成過程から一貫して研究をしている我々は初期円盤の面密度・総質量が大きいことを

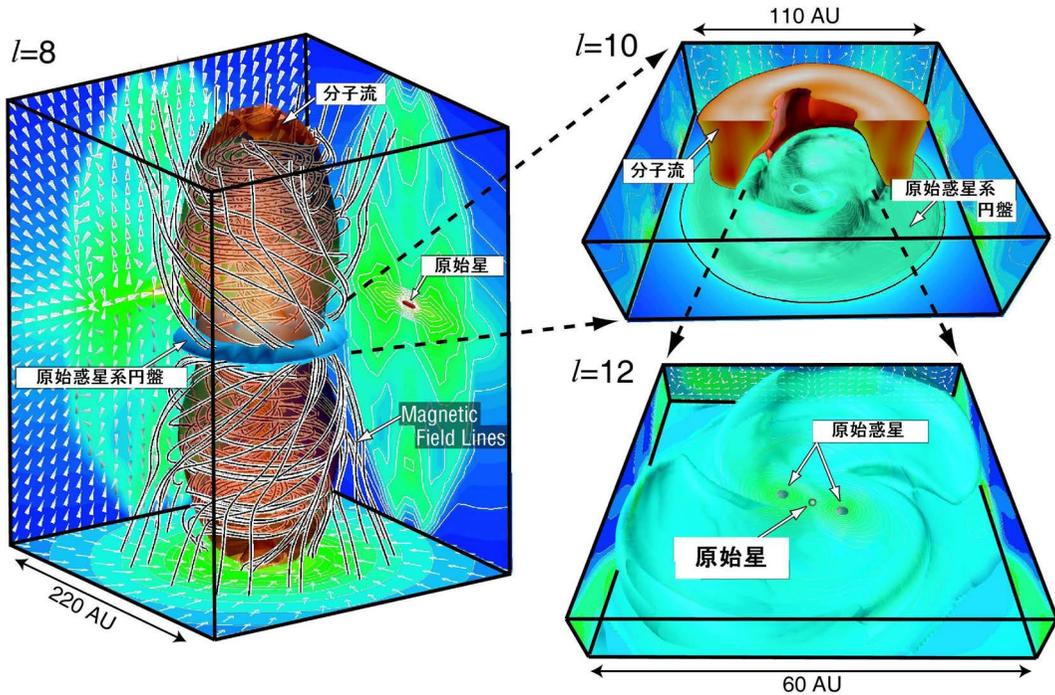


図7 原始惑星系円盤形成とガス惑星の出現。  $l = 8, 10, 12$  は入れ子状格子の第 8, 10, 12 段目に対応 [25].

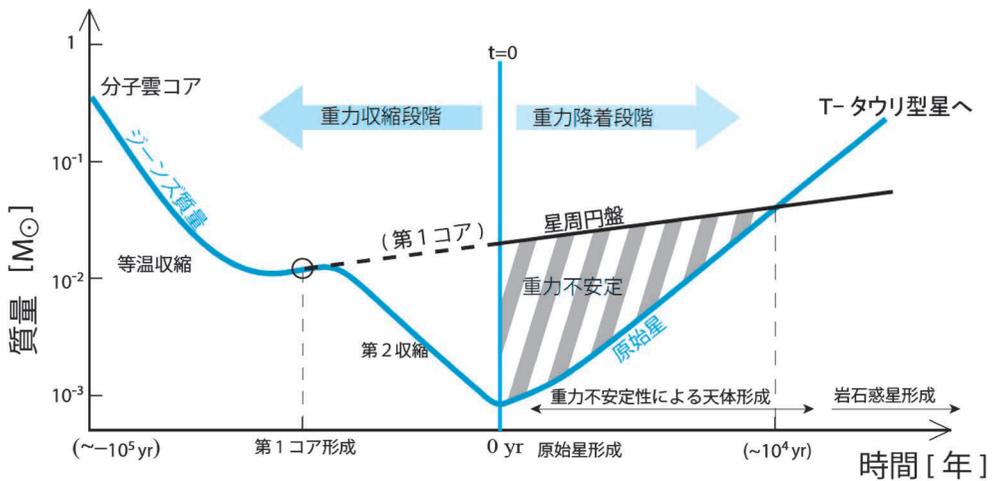


図8 各種構造の質量の進化の概念図。自己重力の収縮期は逃走的収縮のため中心部の質量が減少します [25].

確信しているので、他の惑星形成研究者とは異なる視点で惑星形成の研究を行っています。それらの一つは、重たいガス円盤の重力不安定性によりガス惑星を作ってから、固体惑星を後で作る可能性であり、惑星形成のハイブリッド・シナリオと

呼んでいます [27-29]。もう一つは、中心星から遠く離れた場所で永年重力不安定 (SGI) により微惑星を形成することで、中心星から 100 au 程度以上離れた場所に固体惑星を形成し、デブリ円盤の起源を説明しようとするものです [30, 31].

ちなみに、SGIの論文[30]の4.3節において、乱流が弱い円盤において、100 auで13 au程度のダストが濃縮した複数リング構造ができることを予言していました。この論文が発刊された後に、ALMAによるHL-Tauの観測で予言通りに複数リング構造が発見されました。その後の観測解析により乱流が弱いことも確認されました。あとはダストサイズとガス・ダスト比の測定をすることにより、SGIが起こる条件を満たしているかどうかわかります。リング構造の形成メカニズムについての論文は現在までに多数発表されており、決着はまだついていません。しかし、観測の前に現象を定量的に予言していたのは我々だけであることを自負しています。

最後に円盤風の発見について触れます[32]。これは当時、私の研究室の准教授であった鈴木建氏が遂行した研究で、磁気乱流を起こしている星周円盤は円盤の両面から円盤風を駆動するというものです。鈴木氏が得意とする太陽コロナ加熱・太陽風駆動の物理を円盤表面に適用することで理解することができる現象です。円盤上空の磁気圧とガス圧が同程度になっている場所辺りから（時間空間平均すると）脱出速度よりも遅く流れ出ることの特徴があります。この円盤風は速度が遅いため、密度が低くなった上空ではダストを残してガスだけが流れ出るといった進化をする可能性が高いです。そのため、円盤のダスト・ガス比を高める可能性が示唆されています[33]。この研究は発展しており、円盤風で駆動される円盤進化の理論面・観測面をカバーするレビュー論文が来年度に出る予定です。

## 4. 今後の研究

### 新学術領域「星惑星形成」の推進

星形成過程に関して研究が不十分なテーマは長周期の連星の起源や大質量星形成の初期条件などです。銀河中心領域のような高圧力・強磁場・速い乱流場での星形成についても我々は理解できて

いません。しかし、銀河系円盤部の星形成研究の延長として、銀河系の円盤部（thin disk）の進化について今後は定量的に迫りたいと考えています。また、太陽系が生まれた46億年前の銀河系環境での惑星形成を理解したいと思っています。これらの課題に取り組むため、新学術領域「星惑星形成」を現在推進しています[34]。若い研究者が活躍しているこの領域では、系外銀河の研究者や（隕石などの）宇宙化学の研究者など幅広い分野の研究者の参加を期待しております。

### 謝辞

最後に、私の大学院時代の指導教員であった観山先生をはじめとして、これまでにお世話になった方々に感謝したいと思います。以下に挙げる方々はこれまでに所属した研究室の方々や共同研究者の方です。残念ながら、星・惑星形成ゼミ[35]の参加者を全員書けないをご容赦ください。

（敬称略）観山正見、中野武宣、池内了、福井康雄、柴田一成、富阪幸治、花輪知幸、長谷川哲夫、林正彦、梅村雅之、田村元秀、小笠原隆亮、井田茂、西亮一、中本泰史、中村文隆、大西利和、松本倫明、西合一矢、福田尚也、小久保英一郎、釣部通、佐野孝好、相川祐理、百瀬宗武、立原研悟、増永浩彦、永井智哉、上原英也、大向一行、小山洋、長島雅裕、鈴木建、芝井広、伊藤洋一、深川美里、山崎了、三浦均、野村英子、井上昭雄、町田正博、細川隆史、石津尚喜、道越秀吾、井上剛志、武藤恭之、村主崇行、高本亮、生駒大洋、小林浩、奥住聡、岩崎一成、松本琢磨、塚本裕介、富田賢吾、荻原正博、黒川宏之、木村宏、Jennifer Stone、Wlad Lyra、空華智子、Dimi-tris Stamatellos、高橋実道、國友正信、藤井悠理、盧淳榮、森昇志、黒崎健二、高棹真介、田中佑希、Torsten Stamer、Doris Arzoumanian、霜田治朗、杉浦圭祐、小林将人、郭岩松、富永遼佑、三杉佳明、安部大晟、前田龍之介、他多数。

## 参考文献

- [1] 佐藤文隆編, 2014, 林忠四郎の全仕事—宇宙の物理学, (京都大学学術出版会), 816
- [2] Deharveng, L., et al., 2010, A&A, 523, A6
- [3] Fukui, Y., et al., 2020, PASJ, submitted (arXiv:2009.05077)
- [4] Andre, P., et al., 2014, Protostars and Planets VI, eds. Beuther, H., et al., (Univ. Arizona Press, Tucson), 27
- [5] Koyama, H., & Inutsuka, S., 2000, ApJ, 532, 980
- [6] Koyama, H., & Inutsuka, S., 2002, ApJ, 564, L97
- [7] Inoue, T., & Inutsuka, S., 2009, ApJ, 704, 161
- [8] Inoue, T., & Inutsuka, S., 2012, ApJ, 759, 35
- [9] Hennebelle, P., & Inutsuka, S., 2019, Front. Astron. Space Sci., 6, 5
- [10] Inutsuka, S., et al., 2015, A&A, 580, A49
- [11] Inutsuka, S., & Miyama, S. M., 1992, ApJ, 388, 392
- [12] Inutsuka, S., & Miyama, S. M., 1997, ApJ, 480, 681
- [13] Inutsuka, S., 2001, ApJ, 559, L149
- [14] Roy, A., et al., 2015, A&A, 584, A111
- [15] Misugi, Y., et al., 2019, ApJ, 881, 11
- [16] Bigiel, F., et al., 2008, ApJ, 136, 2846
- [17] Masunaga, H., et al., 1998, ApJ, 495, 346
- [18] Masunaga, H., & Inutsuka, S., 2000, ApJ, 531, 350
- [19] Inutsuka, S., 2012, Prog. Theor. Exp. Phys., 2012, 01A307
- [20] Machida, M. N., et al., 2008, ApJ, 677, 327
- [21] Tomisaka, K., 2002, ApJ, 575, 306
- [22] Machida, M. N., et al., 2007, ApJ, 670, 1198
- [23] Machida, M. N., et al., 2008, ApJ, 676, 1088
- [24] Matsushita, et al., 2019, ApJ, 871, 221
- [25] Inutsuka, S., et al., 2010, ApJ, 718, L58
- [26] Tsukamoto, Y., 2016, PASA, 33, e010
- [27] Inutsuka, S., 2009, Exoplanets and Disks: Their Formation and Diversity, AIPCP, 1158, 31
- [28] Ogihara, M., et al., 2013, ApJ, 778, L9
- [29] Ogihara, M., et al., 2014, ApJ, 787, 172
- [30] Takahashi, S. Z., & Inutsuka, S., 2014, ApJ, 794, 55
- [31] Tominaga, R., et al., 2018, PASJ, 70, 3
- [32] Suzuki, T. K., & Inutsuka, S., 2009, ApJ, 691, L49
- [33] Suzuki, T. K., et al., 2010, ApJ, 718, 1289
- [34] <http://star-planet.jp/>
- [35] <https://sites.google.com/view/spfseminar/>

## Progress in Star Formation Theory

Shu-ichiro INUTSUKA

*Department of Physics, Nagoya University, Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya, Aichi 464-8602, Japan*

Abstract: Development of theoretical research on star formation is reviewed with emphasis on the line of work initiated by Chushiro Hayashi.