

# 大質量星形成と原始星進化

細川 隆史

〈国立天文台理論研究部 〒181-8588 東京都三鷹市大沢 2-21-1〉

e-mail: hosokawa@th.nao.ac.jp

Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology Pasadena, CA 91109, U.S.A.

e-mail: takashi.hosokawa@jpl.nasa.gov

太陽の10倍以上も重い大質量星がいったいどうやってできたのか、これは天文学における長年の謎の一つです。しかし、最近の観測と理論両面からの研究によって、一つの形成シナリオが有力になってきました。それは、非常に大きな降着率での原始星への質量降着です。私たちは、このシナリオの下で、原始星の進化を計算しました。計算された進化は、太陽程度の星ができる場合の進化とは大きく異なるものです。例えば、原始星の半径は  $100 R_{\odot}$  に達するほど大きくなります。本稿では、なぜこのような違いが生じるのか簡単に説明します。また、大質量原始星の観測的な特徴が、私たちの計算で説明できることを示します。

## 1. はじめに

### 1.1 大質量星の重要性

宇宙には、太陽の10倍、100倍も重い大質量星があります。これらの星は太陽のような軽い星と比べて数は少ないですが、強い放射や超新星爆発によって、周りのガスの進化に大きく影響します。例えば、大質量星の出す紫外線は星の材料になる冷たいガス（分子雲）を加熱して星形成を抑制します<sup>1), 2)</sup>。一方で、電離領域の膨張や超新星爆発が起これば周りの薄いガスを掃き集めて密度の濃い領域を作り、星形成を誘発します<sup>3)-5)</sup>。これらのフィードバック効果は時には銀河スケールでも重要になります。たくさんの超新星爆発が一度にまとめて起こると、銀河からガスを吹き飛ばす銀河風と呼ばれる大爆発を起こします。

### 1.2 大質量星の形成過程

これらの重要性にもかかわらず、大質量星がどうやってできるのかあまり理解されていません<sup>6), 7)</sup>。太陽程度の星には形成過程の標準シナリオがあって広く受け入れられていますが、これを

そのまま大質量星形成にも当てはめるとうまくいかないのです。標準シナリオでは、星形成は分子雲コアと呼ばれる分子雲中の密度の高い部分が自分の重力でつぶれることから始まります。このときコア中心部ほど早くつぶれて、最後には圧力で重力を支えた星の赤ちゃんとも言うべき原始星ができます。原始星の質量ははじめ非常に小さく、ガスの大半は原始星を取り巻く外層に残されたままです。外層のガスは、その後徐々に原始星に降着して星質量が増加していきます。ところが、星の光度も星質量とともに大きくなるため、降着外層にダストを介した放射圧がしだいに効くようになります。球対称を仮定すると星質量が数十  $M_{\odot}$  にもなるとガスは放射圧により押し返されてしまい、それ以上星質量は大きくなれません<sup>8)</sup>。これでは、 $20 M_{\odot}$  を超えるO型星の形成を説明できないことになります。これを“放射圧問題”と呼びます。

この問題は古くから知られていて、これまでいくつもの回避シナリオが提案されてきました。一方、観測的には大質量星形成領域は距離が遠い

えに混み入った構造をしており、シナリオを制限できるほどの精度を出すことがなかなかできませんでした。しかし近年の理論・観測両面での努力によって、一つの形成シナリオが有力になりつつあります。このシナリオでは形成過程のアウトラインは低質量星の場合と同じですが、定量的に大きく異なることが特徴です<sup>9), 10)</sup>。まず、形成の初期状態となる分子雲コアとして、大質量（～10–100 超  $M_{\odot}$ ）かつコンパクト（～0.1 pc）なものを考えます。実際、このようなコアの候補が観測的にたくさん見つかったことが最近の大きな進歩の一つです<sup>11), 12)</sup>。これらのコアの質量  $M_C$  はガスの温度 10 K でのジーンズ質量<sup>\*1</sup>  $M_J$  と比べると、場合によっては  $M_C > 100 M_J$  になっています。一方、低質量星形成の場合のコアは  $M_C \sim M_J \sim 1 M_{\odot}$  となっていて、ずいぶん異なっています。この違いは、原始星への降着率の差となって現れることとなります。質量  $M_C$  のガスが自由落下時間で原始星に降着するので、降着率はおよそ

$$\begin{aligned} (\text{降着率}) &\sim (\text{コア質量 } M_C) / (\text{自由落下時間}) \\ &= 2 \times 10^{-4} M_{\odot} / \text{yr} (T/10 \text{ K})^{3/2} (M_C/100 M_J) \end{aligned}$$

と見積もられます。  $M_C > 100 M_J$  の大質量コアでは、降着率は  $2 \times 10^{-4} M_{\odot} / \text{yr}$  以上です。一方、低質量星形成では  $M_C \sim M_J$  だから、降着率は 1/100 小さくなって  $2 \times 10^{-6} M_{\odot} / \text{yr}$  程度しかありません。このような大きな降着率で質量降着が起これると、輻射圧はもはや問題にはなりません。これは降着流の大きなラム圧<sup>\*2</sup>により、輻射圧を乗り越えることができるようになるからです。観測的にはいくつか異なる方法によって大質量原始星への降着率が見積もられていますが、やはりこのような大きな降着率を支持しています<sup>13)–16)</sup>。

このシナリオは大質量分子雲コアや大降着率の観測結果によく合っており、輻射圧問題も回避で

きるため注目を集めています。理論的には、観測されているような大質量コアを初期条件として、その後の進化が数値シミュレーションにより調べられています<sup>17), 18)</sup>。大質量星形成の数値シミュレーションでは、原始星の出す輻射と周囲のガスの進化を合わせて解く必要があります。このような輻射流体シミュレーションは一般に計算量が多いたいへんなのですが、最近のコンピュータの進歩もあって多次元計算も可能になってきました。現時点で最も先進的な計算<sup>18)</sup>では、大質量コアから O 型星同士の連星ができるところまで計算されていて、輻射圧で降着が止められる兆候は見られていません。このとき原始星への降着率は、 $10^{-3} M_{\odot} / \text{yr}$  に近いような大きな降着率になっています。計算ではコアに若干の回転を与えているため、ガスは星周円盤を通して原始星に降着します。この円盤をはじめとした非球対称的な降着流の構造も、輻射圧の効果を減らすはたらきをしています<sup>19)</sup>。本稿では、こうした近年の大質量星形成シナリオの発展における私たちの貢献を中心に紹介したいと思います。

## 2. 大質量原始星の進化<sup>20)</sup>

### 2.1 研究目的と手法

一連の輻射流体シミュレーションは、“大質量分子雲コアの重力崩壊→円盤を通じた大降着率での質量降着”が大質量星形成の有力シナリオであることを示しています。ただし、数値シミュレーションは万能ではありません。大質量星形成の問題では最初の分子雲コアの大きさ：～0.1 pc から星半径：～ $R_{\odot}$  以下のスケールで起こる進化を同時に計算する必要がありますが、これは最新のコンピュータをもってしても時間がかかりすぎます。ではどうしているかという、原始星ごく近傍 10～100 AU（AU＝天文単位）以内の構造は計

\*1 ジーンズ質量：ガスが自分の重力を圧力で支えられる限界の質量。熱状態（例えば、温度と密度）の関数として与えられます。

\*2 ラム圧：動圧とも呼ばれます。流れの“勢い”であり、ガスの単位体積当たりの運動エネルギーに相当します。

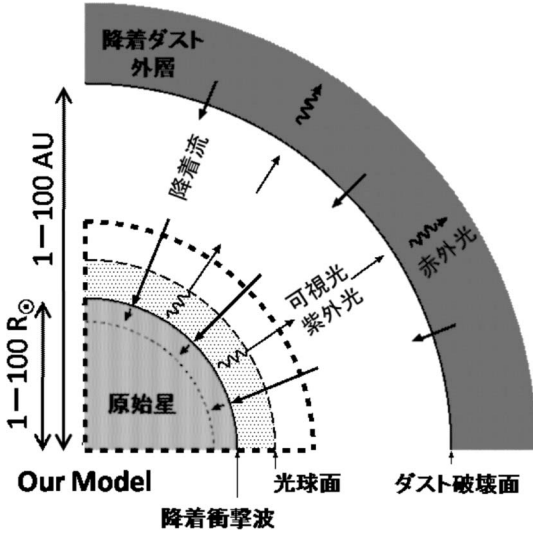


図1 系全体の模式図. 降着流はダスト破壊面を通過した後、星表面で降着衝撃波を作って星に降りつもります. ダスト破壊面より内側ではダストは高温になって蒸発しています. 私たちのモデル化する部分は、このダスト破壊面より内側の降着流、そして原始星の内部です.

算せず、ガスを吸い込んで輻射をはき出す“穴”として単純化して取り扱っているのです。しかし、コア全体の進化はこの“穴”から出てくる輻射により支配され、その輻射は星内部とすぐ周りの降着流構造に依存します。よってこれら小スケールの詳しい構造を計算することも重要です。

そこで私たちはこの点に着目して、質量降着しつつある原始星の構造を調べることを目的に研究を行っています<sup>20)</sup>。ある降着率の下で原始星の質量が増していくとき、星の半径・光度などが質量とともにどのように変わっていくかを計算するのです<sup>21), 22)</sup>。これまでの大質量星形成の輻射流体シミュレーションでは分解していないような、小スケールの構造に特化していることが研究の特色です。図1が系の大きな構造を示しています。

以下では、簡単のため降着率一定の下での進化だけを考えます。降着率は $10^{-6} M_{\odot}/\text{yr}$ から $10^{-3} M_{\odot}/\text{yr}$ 超までの広い範囲を採りますが、こ

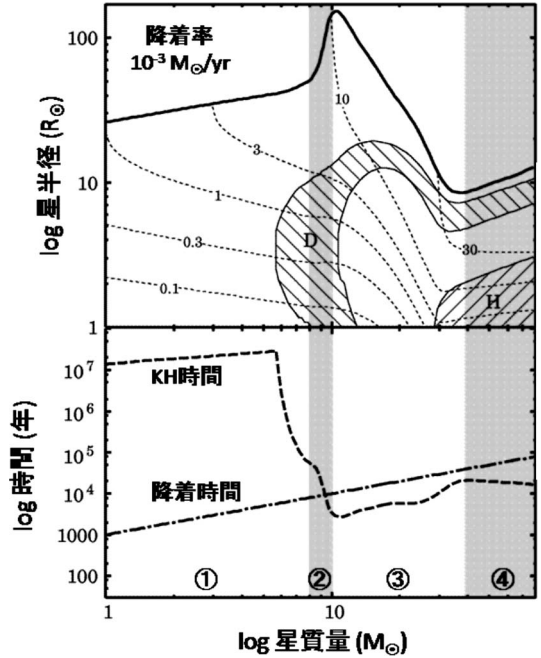


図2 降着率 $10^{-3} M_{\odot}/\text{yr}$ での原始星の進化. (上) 原始星半径と内部構造の進化. 点線は質量座標が $0.1 M_{\odot}$ から $30 M_{\odot}$ までの位置を示しています. 斜線部分は重水素(D)と水素(H)の核燃焼が起こっている部分です. (下) 降着時間, ケルビン-ヘルムホルツ(KH)時間の進化. 進化は図にある①~④の段階に大まかに分けられます.

のうち $10^{-4} M_{\odot}/\text{yr}$ 以上が大質量星形成で予想される値であり、 $10^{-6} \sim 10^{-5} M_{\odot}/\text{yr}$ が低質量星形成の標準シナリオでの典型的な値です。

## 2.2 大降着率のもとでの原始星進化

図2は降着率が $10^{-3} M_{\odot}/\text{yr}$ のときの原始星半径の進化です。横軸は星質量で、星質量は降着により増加するから時間に読み替えることもできます。図にあるように、進化はおおまかに四つの段階に分けることができます。まず、 $8 M_{\odot}$ までは星半径は緩やかに増加し(①)、その後やや急が増加します(②)。次に $10 M_{\odot}$ を超えると星は収縮し(③)、その後 $40 M_{\odot}$ から再び緩やかな膨張に移ります(④)。このうち、④では星中心で水素核燃焼が起こっていて、いわゆる主系列段階です。

この前の①～③が前主系列段階ということになります。

前主系列段階での星半径のやや複雑な振舞いは、次の二つの時間スケールのバランスからよく理解できます。一つ目は降着時間で、 $t_{acc} = (\text{星質量}) / (\text{降着率})$  で定義されます。

これは星質量が降着により増えていく時間スケールです。星に降り積もってくるガスは、星表面にできる衝撃波で作られた熱を多く蓄えています。この点から、この降着時間は星が熱を獲得する、ある種の加熱の時間スケールとも言うことができます。一方、二つ目はケルビン-ヘルムホルツ時間（以下ではKH時間と書きます）で、 $t_{KH} = (\text{星の重力エネルギー}) / (\text{星の光度})$  で定義されます。星の光度は星が輻射を出すことにより単位時間当たり失うエネルギーです。したがって、この時間スケールは星が輻射によって冷える、ある種の冷却時間と言うことができます。これらのうち、後者のKH時間が原始星の質量が増えると短くなってしまいます。なぜなら、KH時間の分母に入る星の光度が星質量とともに急に増加するからです。この結果、二つの時間スケールのバランスは、はじめ  $t_{KH} > t_{acc}$  であったのが後から  $t_{KH} < t_{acc}$  に切り替わります（図2下）。 $t_{KH} > t_{acc}$  の時期は冷却よりも加熱が上回っており、降着によって星はどんどん熱を内部にためこんでいきます。星の半径は星のもつ熱が大きいほど大きくなります。よって、この時期は星半径が少しずつ増加するのです。この時期のことを断熱降着期と呼び、①の時期に相当します。やや急激な膨張が起きている②の時期はちょうど二つの時間スケールのバランスが入れ替わる過渡期になっています。

その後  $t_{KH} < t_{acc}$  に切り替わると、星は輻射によりどんどん冷えていきます。星は自分の重力を圧力勾配で支えているので、この釣り合いを維持するためエネルギーを失うと縮んでしまいます。これをKH収縮と呼び、③の時期に相当します。このとき、星内部の温度は少しずつ上昇していきま

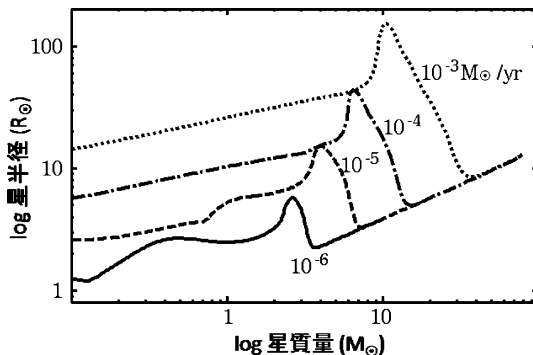


図3 降着率を  $10^{-3} M_{\odot}/\text{yr}$  から  $10^{-6} M_{\odot}/\text{yr}$  まで変えたときの原始星の半径の進化。

す。星は冷えた結果、内部の温度が上がっているため比熱が負になっています。これは私たちの直観とはちょうど逆になっていますが、星の基本的な性質です。星の中心温度が1千万度を超えると、水素核燃焼が始まって原始星は主系列段階に到達します（段階④）。

### 2.3 原始星進化の降着率依存性

次に上の大質量原始星の進化と、太陽のような低質量星ができるときの原始星進化を比較してみましょう。前に述べたとおり、低質量星形成のときの降着率は  $10^{-6} \sim 10^{-5} M_{\odot}/\text{yr}$  程度です。図3が降着率を  $10^{-3} M_{\odot}/\text{yr}$  から  $10^{-6} M_{\odot}/\text{yr}$  まで変えたときの原始星半径の進化を示しています。まず、各降着率での進化を見ると、ある程度似かよった進化をしていることがわかります。それぞれ進化は大まかに4段階に分けられ、質量が増加するとともに①緩やかな膨張、②急な膨張、③収縮、④再び緩やかな膨張の進化をたどります。このうち④は水素核燃焼が起きている主系列段階であり、降着率の大きさによらずに同じ質量-半径関係に乗っています。①～③の時期に膨張・収縮が起きている原因は前節で説明したとおり、降着時間とKH時間のバランスの変化です。

一方で、進化は定量的には降着率に大きくよっているのがわかります。まず、原始星半径は降着率が大きいほど大きくなっています。例えば、 $10^{-3} M_{\odot}/\text{yr}$  では半径は最大で  $100 R_{\odot}$  を上回っ



ていますが、 $10^{-6} M_{\odot}/\text{yr}$  ではたかだか数  $R_{\odot}$  しかありません。前に述べたとおり、星の半径は星内部にためこまれた熱が少ないと小さくなります。よって、これは降着率が小さいほど星内の熱が少ないことを意味しています。星内の熱はもともとガスが星に降り積もったときに衝撃波で作られます。熱を多くためこんだガスを星の内部に持ち込む効率の違いがこの依存性の原因になっています。降着率が小さいと、衝撃波を通過したガスの上に、さらにガスが降り積もって十分埋まってしまうまでに時間がかかります。すると、この間に外に流れる輻射によってガスのもつ熱が持ち去られて、星内部に持ち込まれる熱が少なくなってしまうのです。

さらに、主系列に達するときの星質量も降着率によってかなり違ってきます。例えば、 $10^{-3} M_{\odot}/\text{yr}$  では  $40 M_{\odot}$  程度でやっと主系列に達しますが、 $10^{-6} M_{\odot}/\text{yr}$  ではもっと星質量が小さく  $3 M_{\odot}$  程度になっています。星が主系列に達するのは内部で水素核燃焼が始まるときであり、中心温度が1千万度を越えたすぐ後です。つまり、これは降着率が小さいほど早くから内部温度が高くなることを意味しています。この温度進化の違いも、星内部の熱状態の違いを反映しています。

#### 2.4 より大降着率下での進化

$10^{-3} M_{\odot}/\text{yr}$  を上回るような、さらに大きな降着率での原始星進化はどうなるのでしょうか？ 前節で述べたように主系列に到達する質量は降着率が大きいほど大きくなります。よって降着率をどんどん上げていけば星がどれほど重くなくても前主系列段階が無限に続きそうです。しかし、実際にはそのようにはなりません。図4は  $10^{-3} M_{\odot}/\text{yr}$  以上の降着率での原始星半径の進化を示しています。図にあるように、断熱降着から KH 収縮に至るまでの進化は降着率によらず同じですが、KH

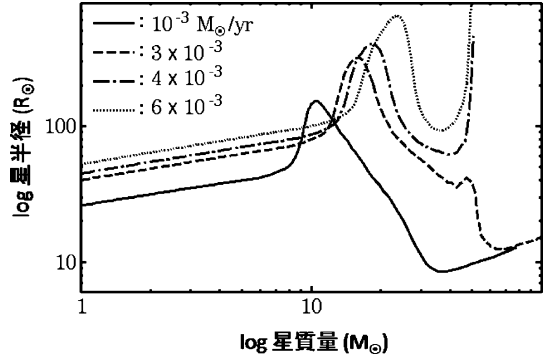


図4  $10^{-3} M_{\odot}/\text{yr}$  よりも大きな降着率での原始星の半径の進化。

収縮の途中で差が現れています。  $4 \times 10^{-3} M_{\odot}/\text{yr}$  以上の降着率では収縮が途中で完全に止まってしまう、次にとても急激な膨張に転じることがわかります<sup>23), 24)</sup>。これ以降は、そのままの降着率では収縮を続けて主系列まで到達することができません。このため、前主系列段階の星には上限質量があって、 $60 M_{\odot}$  程度になっています。このような急激な膨張が起きる原因は原始星の全光度がエディントン光度<sup>\*3</sup>に近づいたためです。このときには、降着流が星表面に達する前に輻射圧による減速を受けてしまい、星表面にかかるラム圧が下がってしまいます。そうすると星表面での圧力のバランスが取れなくなってしまい、急激な膨張が起きてしまうのです。星自身の構造は重力を圧力勾配で支えて成り立っているの、星の光度がエディントン光度を上回ることはありません。しかし、質量降着があるときには、星自身の光度に加えて降着起源の光度があるため、合計の光度がエディントン光度に達してしまうことがあります。降着起源の光度は降着率に比例するため、降着率が大きいほどこの輻射圧の効果が現れます。

\*3 エディントン光度：天体の重力と輻射圧が等しくなる限界の光度。これより光度が大きいと輻射圧が重力を上回ってしまい、ガスを吹き飛ばしてしまう。

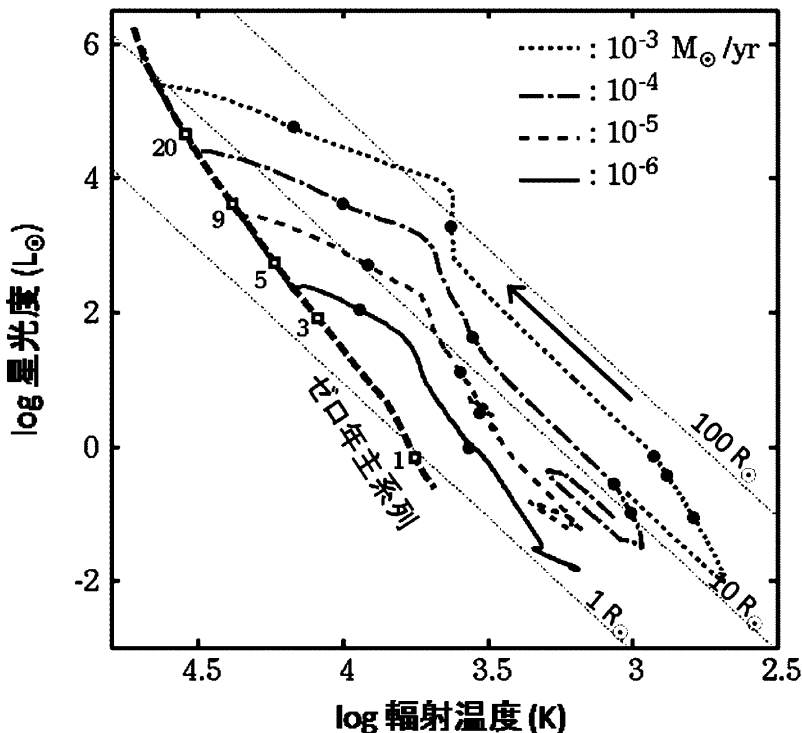


図5  $10^{-6} M_{\odot}/\text{yr}$  から  $10^{-3} M_{\odot}/\text{yr}$  までの降着率での原始星の光度と輻射温度の進化. 星質量とともに星は矢印の方向に進化します. 星の半径一定線が細い点線で, ゼロ年主系列の線が太い破線でそれぞれ示されています. 各降着率での進化の線上にある黒丸は, 右下から順に星質量が 1, 3, 5, 9,  $20 M_{\odot}$  になる時期を表しています. ゼロ年主系列線の上の白四角もこれと同じ意味です.

### 3. 大質量原始星の観測的性質<sup>20)</sup>

これまで, 原始星の進化が降着率に大きく依存することをみてきました. 大質量星形成の際に予想される大降着率の下では原始星半径は  $100 R_{\odot}$  にも達し, これが大質量原始星の特徴といえます. これは, 私たちの原始星内部構造の詳細計算によって初めて示された結果です. もし, この特徴を観測的にとらえることができれば, 質量降着による大質量星形成シナリオの検証になるでしょう. 星の半径を直接観測的に分解することは難しいので, 代わりに輻射温度を用いると便利です. なぜなら, 半径の大きい原始星は同質量の主系列星と比べて低い輻射温度をもつと予想されるからです. 図5は私たちの計算で, 星表面での光度と輻射温度が原始星進化とともにどのように変わっ

ていくかを示しています. 星半径一定線が示すとおり, この図では星半径は右上にいくほど大きくなります. 前主系列段階では同質量の主系列星と比べて星半径が大きいため, 原始星は主系列線の右上側を左上方向に向かって進化します. 降着率が大きいかほど原始星の半径は大きくなるため, 進化の線がより右上側を通過しています. 例えば,  $10^{-3} M_{\odot}/\text{yr}$  の降着率では光度が  $10^4 L_{\odot}$  を上回ったのち, 輻射温度が  $10^4 \text{ K}$  に満たない時期があるのがわかります. このような, 大光度かつ低輻射温度の若い天体が, 大質量原始星の候補として予想されます.

とはいえ, 質量降着している原始星は分子雲コアの中に深く埋もれていて, 星からの輻射はダストにより吸収されて赤外線に再放射されてしまいます. そのため原始星の輻射温度を観測すること

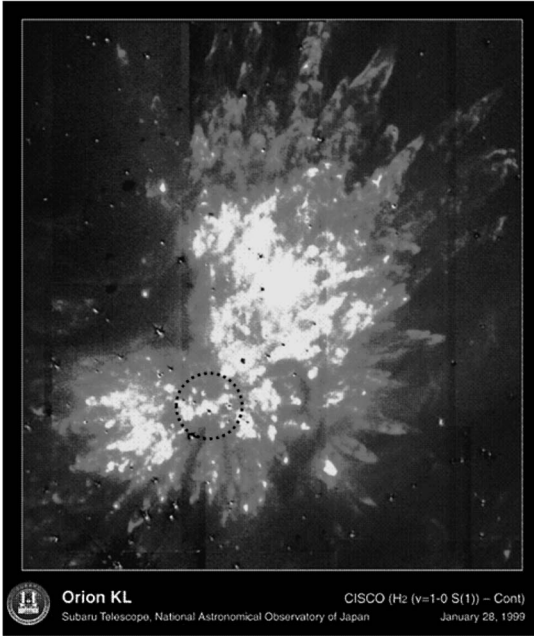


図6 すばる望遠鏡の観測による Orion BN/KL 星雲の様子。図中の点線で囲んだ部分に大質量原始星があると考えられています。そこから右上・左下方向に、ガスの噴出流が吹き出しています。

できえ簡単ではありませんが、いくつかの方法が試みられています。ここでは Orion BN/KL 星雲 (図6) の観測例を紹介しましょう<sup>25)</sup>。この星雲の中心部には明るい赤外線点源があり、これらは大質量原始星の候補天体です。一方で、この天体では大質量原始星から吹き出す双極噴出流が見つかっています。星からの輻射は私たち観測者の方向には吸収されていますが、この噴出流の方向には漏れ出ている可能性が十分あります。そこで、この噴出流部分からくる反射光を観測して輻射温度を見積もると、3,300-5,500 K になることが報告されました。原始星の光度が  $4 \times 10^4 L_{\odot}$  以上であるのに比べると、この輻射温度はとても低いものになっています。例えば、同じ光度をもつ主系列星の輻射温度は 35,000 K と、観測値の 10 倍近く高いものです。私たちの計算では、降着率が大きければ星半径が大きくなって輻射温度が下がる

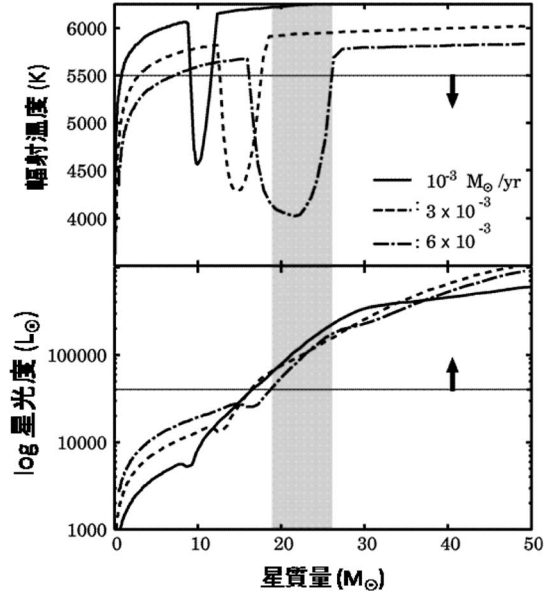


図7 Orion BN/KL 星雲の大質量原始星の観測的な特徴と、私たちの計算の比較。上が輻射温度、下が星光度の進化。観測的には、輻射温度が 5,500 K 以下、星光度が  $4 \times 10^4 L_{\odot}$  以上であることが条件で矢印がこれを表しています。図によると、降着率が  $6 \times 10^{-3} M_{\odot}/\text{yr}$  のときはこれらの条件を満たせる時期があって、それが灰色の背景で示されています。

ので、この観測を説明することができます。図7にあるように、 $6 \times 10^{-3} M_{\odot}/\text{yr}$  の降着率では星質量が 20-25  $M_{\odot}$  の間、輻射温度と光度の両方の条件を満たすことができます。さらに降着率をいろいろ変えて計算すると、降着率が  $4 \times 10^{-3} M_{\odot}/\text{yr}$  以上あれば条件を満たせる時期があることが分かりました。

#### 4. まとめと今後の展望

以上、私たちの大質量原始星進化の研究を中心に紹介してきました。最近の理論・観測両面の研究から、大質量星形成の際には太陽程度の低質量星形成のときと比べて 100 倍近くも大きな降着率が予想されているため、このような大降着率のもとでの原始星進化を調べました。私たちの手法は数値的なもので、原始星内部とそのごく近傍の降

着流の詳しい構造を計算しました。その結果、原始星の進化が降着率にどのように依存するのか明らかになりました。例えば、原始星半径は降着率が大きいほど大きくなり、 $10^{-3} M_{\odot}/\text{yr}$ の降着率では星半径は  $100 R_{\odot}$  を上回る時期があります。星半径が大きいと星の輻射温度が低くなり、これが大質量原始星の観測的な特徴になります。実際、Orion BN/KL 星雲の大質量原始星はこのような兆候を示していて、その光度と輻射温度は私たちの計算により説明できることがわかりました。

大質量星形成の問題は長年にわたる謎であり、一朝一夕に解決できる問題ではありません。それでも、少しずつではありますが解決に向けて進歩しつつあるように思われます。観測されているような大質量分子雲コアを初期条件とすれば、輻射圧を問題とせず大質量星形成が可能であることが輻射流体シミュレーションにより示唆されています。しかし、最初の大質量分子雲コアがいつどのようにして形成されるかはやはりわかりません。これを明らかにするためには、まず現在知られている大質量コア候補の内部構造や周りの環境などを詳細に調べる必要があります。こうした研究は現在も盛んに行われていますが、近い将来には ALMA 望遠鏡などを用いて一気に進むことが期待できます。一方、理論的には私たちの着目した原始星進化をはじめとして、星の近傍 10 AU 以内で起こる現象の理解が手薄になっています。例えば、Orion BN/KL 星雲に見られるような双極噴出流の駆動メカニズムの理解のためには星表面近くのガスの運動を詳しく調べる必要があります。大質量星形成の問題では、この小さな領域からの輻射や噴出流を通じたフィードバックが系全体の進化を支配しかねないため、こうした研究は重要です。

今回は主に銀河系内での大質量星形成に絞って紹介しましたが、宇宙論的な観点からは大質量星の形成過程が金属量とともにどのように変わるか

が重要な問題です。宇宙の初代星（金属量 0）の形成過程は近年盛んに調べられており、やはり“ガスコアの重力崩壊→原始星への質量降着”で星形成が進むと考えられています<sup>26), 27)</sup>。このときは、ガスコアの温度が数千度と高いため降着率が大きく、銀河系の大質量星形成で予想されているのと偶然ほぼ同じ  $10^{-3} M_{\odot}/\text{yr}$  程度になります。この結果、私たちの示した銀河系の大質量原始星の進化は、同じ銀河系の低質量星よりむしろ初代星の原始星進化と類似したものになっています<sup>23), 24)</sup>。一方で、初代星形成ではダストが存在しないため、銀河系の大質量星形成のときのような輻射圧問題がありません。よって降着流にかかるフィードバックは銀河系とはかなり異なったものになると予想されています<sup>28)</sup>。銀河系と初期宇宙の中間的な金属量でどうなるかは、まさにこれから挑むべき問題です<sup>29)</sup>。ALMA 望遠鏡を用いれば、金属量の低いマゼラン雲や近傍の矮小銀河でもこれまで銀河系でしかできなかったような星形成過程の詳細観測が可能になると予想されるため、こうした研究は将来重要になるでしょう。

## 謝 辞

本稿で紹介した研究成果は大向一行氏との共同研究によるものです。まず、これまでの氏の協力に深く感謝いたします。研究が形になるまでには、犬塚修一郎氏や富阪幸治氏をはじめ、私がかつて所属した京都大学や国立天文台理論研究部の皆様を中心に多くの助言や励ましをいただきました。ここに御礼申し上げます。また、執筆の機会を与えてくださった山崎 了氏と鈴木 建氏、原稿に有益なコメントをいただいた富田賢吾氏に感謝します。



参考文献

1) Whitworth A. P., 1979, MNRAS 189, 56  
 2) Franco J., Shore S. N., Tenorio-Tagle G., 1994, ApJ 436, 795  
 3) Elmegreen B. G., Lada C. J., 1977, ApJ 214, 725  
 4) Hosokawa T., Inutsuka S., 2006, ApJ 640, 240  
 5) Hosokawa T., Inutsuka S., 2007, ApJ 664, 363  
 6) 細川 隆史, 2006, 天文月報 99, 158  
 7) Zinnecker H., Yorke H., 2007, ARAA 45, 481  
 8) Wolfire M. G., Cassinelli J. P., 1987, ApJ 319, 850  
 9) Nakano T., Hasegawa T., Morino J., Yamashita T., 2000, ApJ 534, 976  
 10) Tan J. C., McKee C. F., 2004, ApJ 603, 383  
 11) Saito H., Saito M., Moriguchi Y., Fukui Y., 2006, PASJ 58, 343  
 12) Motte F., Bontemps S., Schilke P., Schneider N., Menten K. M., Brogiere D., 2007, A&A 476, 1243  
 13) Osorio M., Lizano S., D'Alessio P., 1999, ApJ 525, 808  
 14) Zhang Q., et al., 2005, ApJ 625, 864  
 15) Keto E., Wood K., 2006, ApJ 637, 850  
 16) Grave J. M. C., Kumar M. S. N., 2009, A&A 498, 147  
 17) Yorke H. W., Sonnhalter C., 2002, ApJ 569, 864  
 18) Krumholz M. R., Klein R. I., McKee C. F., Offner S. S. R., Cunningham A. J., 2009, Science 323, 754  
 19) Nakano T., 1989, ApJ 345, 464  
 20) Hosokawa T., Omukai K., 2009, ApJ 691, 823  
 21) Stahler S. W., Shu F. H., Taam R. E., 1980, ApJ 241, 637  
 22) Palla F., Stahler S. W., 1991, ApJ 375, 288  
 23) Omukai K., Palla F., 2001, ApJ 561, 550L  
 24) Omukai K., Palla F., 2003, ApJ 589, 677  
 25) Morino J., Yamashita T., Hasegawa T., Nakano T., 1998, Nature 393, 340  
 26) Omukai K., Nishi R., 1998, ApJ 508, 141  
 27) Yoshida N., Omukai K., Hernquist L., Abel T., 2006, ApJ 652, 6  
 28) McKee C.F., Tan J.C., 2008, ApJ 681, 771  
 29) Hosokawa T., Omukai K., 2009, in press (astro-ph/0906.1607)

**Massive Star Formation and Protostellar Evolution**

**Takashi HOSOKAWA**

*Division of Theoretical Astronomy, National Astronomical Observatory of Japan, 2-21-1 Osawa, Mitaka, Tokyo 181-8588, Japan*

Abstract: How do stars more massive than  $10 M_{\odot}$  form? This is a long-standing problem in the astronomy. However, recent theoretical and observational efforts lead us to one possible formation scenario. This is via mass accretion to protostars with high accretion rates. We calculated the protostellar evolution at such high rates. The calculated evolution significantly differs from that expected in low-mass star formation. For example, the protostellar radius becomes very large, exceeding  $100 R_{\odot}$ . In this article, we briefly explain what causes such difference. We also show that our calculation explains some observational properties of high-mass protostellar objects.