



解説

星形成における輻射輸送

中本 泰史

東京工業大学

(原稿受付：2008年3月13日)

輻射は一般に、天文学的現象における主要なエネルギー輸送機構である。また、場合によっては物質に対して輻射圧を及ぼす。これらの結果、ガスの温度や圧力が変わり、ガスの流れや天体の構造が変わる。さらに輻射は天文学的観測手段を提供する。観測結果から対象の物理的状況を正確に解釈するためには、輻射輸送を考慮しなければならない。輻射のこれらの役割を、星形成過程から3つほど例をとって紹介する。

Keywords:

radiation transfer, radiative cooling, radiation pressure, gravitational collapse, star formation

1. はじめに

宇宙にはさまざまな天体が存在している。地球と月、惑星や太陽などの太陽系の天体、恒星、星団、星間雲などの銀河系内の天体、さらに遠くに目をやると、銀河、銀河団、超銀河団などなど、多種多様である。しかし、これらの天体(構造)ははじめから存在していたわけではない。宇宙そのものが生まれたのち、ある時、誕生したものである。天文学・宇宙物理学においては、天体の形成過程の解明が重要な研究テーマの一つである。本稿ではそのうちの、星形成にかかわる過程について紹介する。特に、輻射(放射)が関与する過程に注目する。

輻射(放射)とは電磁波であり、電磁場中の進行波である。一般に波はエネルギーを運び運動量も持っているが、電磁波も例外ではない。このような輻射が天体形成とどう関係しているのだろうか。物理的には、2つの形で関与していると言えるだろう。一つは、エネルギー輸送機構としての役割である。エネルギー輸送の形態には、伝導、対流(移流)、輻射(放射)の3種類がある。星形成過程では密度が低いがゆえに伝導や対流はほとんど寄与せず、輻射が主なエネルギー輸送機構になる。もう一つの役割は、運動量輸送機構(すなわち力)である。輻射の力(輻射圧)によって物質の流れが変わったり、構造が変わったりする。輻射圧が天体の構造を支配する場合もある。

こうした物理的役割のほか、天文学の研究手法上の都合によるが、輻射には観測手段としての役割もある。天文学における観測手段はほとんどが輻射の観測(それ以外の観測は、ニュートリノ等の粒子の観測や惑星探査機による観測など、ごく限られている)であるが、観測結果から天体の正体を暴くためには、輻射輸送を考慮した解析が不可欠である。

2. 星形成について

星形成を考える前に、星が何からできているかを見ておこう。星あるいは恒星とは、太陽のように核融合反応を内部で行っているものであり、主に水素とヘリウムからできている。水素とヘリウムを合わせると恒星全質量の99%ほどになっており、残りの1%ほどが炭素や酸素など、水素・ヘリウム以外(原子番号3番以上)の全ての元素である。恒星の内部ではこれらが高温のために電離し、プラズマ状態で存在している。恒星内部は高温で圧力が高いので外向きに強い圧力勾配力が作用しているが、それにつり合うような強い重力によって恒星は四散することなく、一定の大きさと構造を維持している。なおこの重力は、恒星を構成しているガス自身が作り出している。

さて、星は宇宙のはじまりから存在しているわけではなく、あるとき誕生した。それらの形成過程は、おおまかには材料物質であるガスを重力で集める過程であると見ることが出来る。宇宙には星間ガスと呼ばれるものがあり、星間雲とも呼ばれている。文字通り、恒星間に存在するガスの雲のようなものである。星間雲の中でもガスの密度が高い場所では、ガス自身が作り出す重力がガスの圧力を凌駕し、ガスは重力によってますます集まってくる。これが重力不安定と呼ばれる現象である。しかし一方的に重力に引かれるだけでは、星は太陽に見るような有限の大きさを獲得し得ない。重力による収縮を止める機構が必要である。止める機構には、回転運動に伴う遠心力、ガスの圧力、輻射圧などがある。恒星そのものの形を決める際には、ガス圧もしくは輻射圧が効いている。一方、遠心力が作用して収縮が止まった結果として、星の周囲には円盤状の構造が形成される。実はこの円盤の中から、地球のような惑星が誕生すると考えられている。

以上のように星形成過程は、基本的には重力によるガス

の収縮運動と、遠心力・圧力などによる抗力のせめぎ合いであり、それらのつり合った結果が恒星という天体であると見ることができる。

3. 星形成の基礎物理過程

3.1 4つの基礎過程

恒星が誕生する過程において重要な基礎物理過程は、次の4つと見なすことができる。すなわち、重力、流体運動、電磁学的作用、および輻射輸送の4つである。

まずは重力。宇宙が誕生したときには、星は存在していなかった。目に見える物質としては、水素とヘリウムのガスだけが広がっていた。その後、これらが集まって星や銀河などの天体を形成した。このとき、広がっていたものを集めるために寄与した力が重力である。重力によって物質が集まり、天体が誕生したのである。重力がなければ物質は集まらない。したがって重力は、天体形成における最も基本的な力であるということがいえるだろう。

次に流体運動。ガスはほとんどの場合、流体とみなすことができる。星の形成過程といえどもそこで登場するガスの密度は小さいので、平均自由行程も地上の感覚からすれば非常に長くなる。星形成の前段階である水素分子からなる星間雲の分子数密度はおよそ 10^{11} 個 m^{-3} 程度であるが、この場合、水素分子の平均自由行程は 10^5 km 程度となる。しかしこれは、星形成の場の空間スケール（およそ 10^{12} km）に比べてはるかに小さいので、流体近似は十分よく成り立つ。また、ガス密度は十分低いので、ガスの状態方程式は理想気体のそれとしてよい。

さらに電磁学的作用。星が誕生する前、それらの材料となる星間雲はたいてい電離している。紫外線や宇宙線の電離作用のためである。一方、宇宙空間には多くの場合、磁場が存在している。電離ガスが磁場中で運動すると電磁学的作用を受ける。

そして輻射輸送。先述のように、輻射はエネルギーや運動量運ぶ。運動量の変化は力なので、これによって物質は輻射圧を受ける。そしてそれによってガスの流れが変わったり、ガス密度分布や天体の構造が変わったりする。ただしこれは、輻射圧が重力に匹敵するほど強い場合である。それは、密度が低い場合（すなわち重力が弱い場合）や極端に輻射が強い場合（輻射圧が強い場合）に起こる。一方、多くの場合において、エネルギー輸送機構として輻射は重要な役割を演じている。輻射エネルギー輸送の結果として輻射を受けたガス原子・分子が電離したり解離したりする。化学反応が促進されたりもする。また、ガスの温度が変わり、その結果としてガス圧が変化し、そうしてガスの流れや構造が変わったりすることもある。

3.2 重力不安定

星形成においては、ガスが重力によって集まることの本質的に必要である。星間ガスが自身の重力によって集まり、空間的広がりが小さくなりながら密度が上昇する過程は、重力収縮と呼ばれる。重力収縮は、星間ガスの重力不安定の結果おこる。ここでは、重力不安定の物理を簡単に説明しよう。

無限一様に広がっている星間ガスに対する重力安定性解析は、ジーンズ (Jeans) の問題としてよく知られている。この問題では星間ガスを中性流体とし、ガス圧と重力の関係によって起こる不安定に注目する。この星間ガスの状態を記述する基礎方程式は、連続の式、運動方程式(1)、重力場を与えるポアソン方程式、および理想気体の状態方程式(2)である。

$$\frac{Dv}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla p - \nabla\phi \quad (1)$$

$$p = k_B T \rho / m \quad (2)$$

ここで、 ρ はガス密度、 v は速度、 p はガスの圧力、 ϕ は重力ポテンシャル、 k_B はボルツマン定数、 T は温度、 m はガス分子1個の質量である。ジーンズの解析では、ガスの温度もガス組成も一定であると仮定する。すなわち、音速 $c_s = \sqrt{k_B T / m}$ を一定として、状態方程式を $p = c_s^2 \rho$ と単純化する。このような基礎方程式系に対し、無摂動状態は密度が一様 (ρ_0 とおく) で静止しているとし、摂動を加えて摂動方程式系を得る。そして摂動が平面波の重ね合わせで表現できることを利用し、分散関係式を求める。

ジーンズの解析の本質的な結果は、もっと直感的な評価によっても得ることができる。星間ガス中の密度揺らぎの波長を λ とすると、これに伴う圧力勾配力の大きさは $|1/\rho \times \partial p / \partial x| \sim c_s^2 / \lambda$ と評価できる。一方、一辺 λ の立方体に含まれる質量は $\rho_0 \lambda^3$ だから、その領域に作用する自己重力の大きさはだいたい $G \rho_0 \lambda^3 / \lambda^2$ と見なせる。これら2つの力の大きさを比較し、自己重力が大きければこの領域は重力不安定、逆ならば安定であると見なすことができるのである。ちなみに、圧力勾配と重力の大きさがつり合う長さを求めてみると $\lambda_J = \sqrt{c_s^2 / G \rho_0}$ が得られる。これは、厳密に求めた場合より $\sqrt{\pi}$ 倍だけ小さいにすぎない。この長さをジーンズ波長と呼ぶが、これは、自己重力と圧力がちょうどつり合う長さであり、これよりも波長の大きな揺らぎは重力不安定になるのである。

3.3 重力収縮

前節でみたような重力不安定の結果、星間ガス雲は重力収縮していく。しかし、ジーンズの解析のような一様なガス雲の場合、それが分裂してそのまま星を作ることはない。理論的には、最も成長率の大きなモードが卓越する結果として、シート状に分裂することがわかる(図1)。ジーンズ波長の間隔で平行に並んだシート群ができるのである。しかしこのシートは、温度が一定である限り、ある厚さまで縮むとそれ以上収縮しなくなる。平行平板状に分布するガスが作り出す重力は、シートからの距離によらず一定である。温度一定の場合、このような重力につり合う圧力分布(密度分布)がいったんでき上がってしまうと、それ以上収縮しなくなるのである。

すると次には、シートがフィラメント状に分裂するような重力不安定が発生する。ここでもまた、シートが直接星に分裂するのではない。シート上に平行に並んだフィラメント群ができる。そして一つ一つのフィラメントは、自己

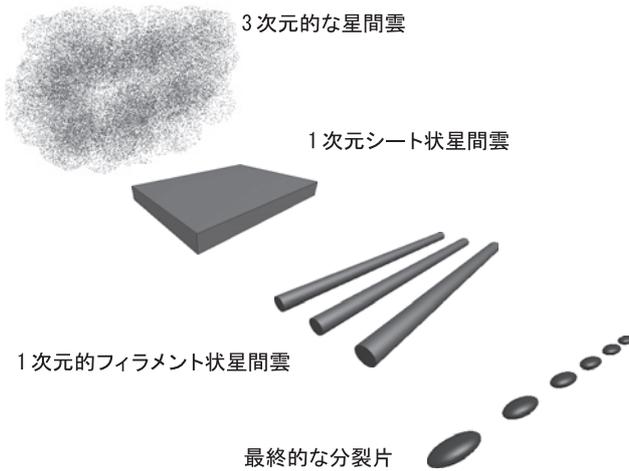


図1 星間雲の重力収縮過程。理論的には、3次元的に広がった星間雲はまずシート上に分裂すると予測される。シートは次にフィラメント状に分裂する。さらにフィラメントが細くなっていき、最終的に分裂する。最終的な分裂の際には、温度上昇に伴う圧力上昇が必要である。

重力によって細くなっていく。今度は、温度が一定のままではいつまでたっても収縮は止まらない。このことを簡単な評価から確認しておこう。フィラメントの太さ(半径)を a とし、フィラメントの(長軸方向の)単位長さに含まれる質量を μ としよう。すると、フィラメントが等温のときはフィラメント内の圧力勾配は c_s^2/a と評価できるのに対し、このフィラメントに作用する自己重力の大きさはおよそ $2G\mu/a$ と評価できる。フィラメントの太さが細くなっても、その中に含まれている質量は一定(μ が一定)であることに注意すると、等温である限り圧力勾配と自己重力の大きさの比は収縮中も一定であることがわかる。つまり、はじめに重力が圧力を上回っていたとすると、その後もずっと重力が上回り続けるので収縮が止まらないのである。現実には、いつか重力収縮は止まる。それは、フィラメントの温度が上がったときである。温度が上がると圧力の上昇が重力の上昇を上回り、最終的に圧力によって重力収縮が停止する。

収縮が停止したフィラメントはその後どうなるだろうか。今度は、フィラメントがソーセージのように分裂し、最後に星状の天体が誕生する。このような3次元(球対称に近い)収縮の場合には、ジーンズの解析の場合に近い結果になる。すなわち、領域の大きさを a とすると、圧力勾配の大きさが c_s^2/a と評価できるのに対して自己重力の大きさが $G\rho_0 a$ となり、収縮とともに圧力が強くなってやがて重力を上回り、重力収縮が止まる。

以上のように天体の構造は、圧力と重力の兼ね合いで決まる。そのような構造の空間的大きさは、ガスの温度によって決まっている。そしてガスの温度は、輻射輸送を介した加熱・冷却過程で決まっている。すなわち、天体の構造を決める上で輻射過程が重要な役割を担っているのである。さらには、ここではガス圧しか考慮していなかったが、場合によっては輻射圧がガス圧よりも大きくなる。そのような場合には輻射が構造決定に直接的に関与する。

3.4 輻射過程

輻射は電磁波だが、光子の集合ととらえることもできる。そして、その集合の性質をマクロに記述するには分布関数 f を用いることができる。光子の分布関数 f は時間のほかに、空間内の位置(3次元)と運動量(3次元)を独立変数にもつ。運動量3次元は、光子の伝播方向の2次元とエネルギーの1次元と見なしてもよい。すると分布関数 f は、ある位置において、ある方向に伝播する、あるエネルギーをもつ光子の数、という意味をもつことになる。実際には、輻射強度 I という物理量が用いられることが多い。これは、光子の分布関数 f に $h\nu c$ をかけたもの ($I = h\nu c \cdot f$) である。ただし、 h はプランク定数、 ν は振動数、 c は光速である。光子1個のもつエネルギーが $h\nu$ であり光子の伝播速度が c だから、輻射強度 I は、ある位置において、ある方向に伝播する、ある波長をもつ輻射が単位時間に運ぶエネルギーという意味をもつことがわかる。輻射強度は時間を除き、位置(3次元)と伝播方向(2次元)、および振動数(1次元)を独立変数にもつ。輻射強度 I は6次元位相空間上の関数なのである。

輻射強度は伝播と共に増減する。その様子を記述するのが輻射輸送方程式である。これは、光子の分布関数 f に対するボルツマン方程式を輻射強度 I で書き換えたものである。多くの問題では流体速度は光速に比べて桁違いに遅いから、輻射輸送方程式の時間微分項は無視できる。すると、輻射輸送方程式は次のように表現される。

$$\frac{dI}{dx} = -(\kappa_a + \kappa_s) \rho I + \kappa_a \rho B + \frac{\kappa_s \rho}{4\pi} \int I d\Omega \quad (3)$$

ここで、 x は光線方向にとった空間座標、 κ_a は吸収係数、 κ_s は散乱係数、 B はプランク関数、 Ω は方向を表す変数である。第一項は、吸収や散乱による減光を表す。第二項は、熱放射による輻射の増加。第三項は、散乱の結果、注目している方向に入ってくる輻射の効果を表している。式(3)は一見、一階の常微分方程式のように見えるから簡単に解けそうに思える。しかし式(3)は、特定の伝播方向と振動数をもつ I に対する式であることに注意しなければならない。式(3)の第三項は、散乱によってあらゆる方向の輻射強度がカップルしていることを示している。さらに、物質はいま注目している方向や振動数以外の輻射強度を吸収することによっても暖められるので、その結果として第二項の B が増加する。これは、あらゆる方向と振動数がカップルしていることを意味する。すなわち、6次元位相空間上のある点における輻射強度は他の広い領域上の輻射強度と関係し合っているため、局所的に解くことができないのである。このことが、輻射輸送計算を難しくし、膨大な計算量が必要となるのである。なお、空間に空間対称性がある場合には位相空間の次元が小さくなる。例えば物質の状態が1次元平行平板対称性をもつ場合には、位相空間は配位空間1次元と伝播方向1次元、および振動数1次元の合計3次元になる。実際の輻射輸送数値シミュレーションにおいてはこのような空間対称性を仮定したり、さまざまな近似や単純化を行ったりして計算を実行可能なものに

している。

輻射と物質の相互作用をミクロに見ると、それは、1個の原子や分子が光子を吸収したり放射したりする過程である。光子1個は固有のエネルギー、運動量、スピンをもっているが、原子も同様である。そして、原子が光子を吸収したり放射したりする際は、エネルギー・運動量・スピンの保存則が成り立つような制限を受ける。このため、原子による輻射の吸収や放射では、特定の波長をもつ放射、いわゆる線スペクトル放射（ライン放射ともいう）が入り出すことになる。分子は原子よりも内部構造が複雑でエネルギー状態も多数存在するので、分子による吸収・放射の線スペクトル放射は原子のものよりも本数が多く、波長空間における間隔も狭くなっている。さらに多数の原子からなるダスト粒子では、エネルギー状態はさらに密に存在するため、ダスト粒子によって吸収・放射される輻射は波長方向にほとんど連続的に分布する。このような輻射は連続波と呼ばれる。

星間雲の主成分は水素とヘリウムである。一方、銀河系内の星間雲内にはシリケートや水、金属などからなるダスト粒子も存在している。それらの大きさは、0.1 μm 程度かそれ以下だ。それらの総質量は、水素・ヘリウムの総質量の1%ほどしかない。にもかかわらず、輻射輸送にとってはダスト粒子の方が重要な役割を担っている。水素分子やヘリウムは原子・分子なので線スペクトル放射の放射・吸収が主なのに対し、ダスト粒子は連続波で放射・吸収するので効率が高いのである。銀河系内の星形成を考えると、輻射と相互作用する物質はダスト粒子だけとみなしてよい。

ダスト粒子が少ない星間雲というものもある。たとえばマゼラン星雲（私たちの銀河系の隣にある小さい銀河）では、水素ガスに対するダスト粒子の質量比が銀河系よりも小さい。あるいは、宇宙において最初に銀河が誕生した頃はダスト量は少なかった。そもそもダスト粒子は、超新星爆発など星の活動の結果として形成されるからである。このようなダスト粒子が少ない状況では、輻射と関与するのは原子や分子などのガス粒子である。そしてこのような場合は、線スペクトル放射が重要になる。ただし、原子や分子しか存在しない状況でも、連続波が放射・吸収されることもあることは注意しておく。

輻射輸送が関与する現象を理解する際に有用な物理量として、光学的厚さというものがある。空間内の2点を結ぶ線分を選び、その線分上を伝播する輻射を考える。この線分の幾何学的な長さを光子の平均自由行程で割ったものが光学的厚さである。これは、この線分上を1個の光子が伝播するとき、平均何回くらい物質と衝突するかという目安を与える。光学的厚さが1以上だと光学的に厚いと呼び、1以下だと光学的に薄いと呼ぶ。それぞれ、不透明、透明に対応する。

4. 星形成における輻射過程

4.1 フラットスペクトルをもつおうし座T型星の構造

最初に、観測結果の解析に関わる輻射輸送問題の例を紹介

する。おうし座T型星と呼ばれる、共通の観測的特徴をもつ一群の星がある。これらは、太陽程度の質量をもつ星が誕生段階にある天体であると理解されている。重力収縮の結果大半のガスは星を形成するにいたっているが、一部、角運動量を持っていたガスは星の周りに円盤構造を形成する。おうし座T型星はこのような天体で、円盤に取り囲まれた星である。ただしこれらの天体は地球から遠くにあるので、直接円盤構造を見るのは容易ではない。そこではじめは、天体は空間分解せず（できず）、波長方向にだけ情報を分解するスペクトルエネルギー分布観測の結果などからその構造を推定していた。おうし座T型星のスペクトルエネルギー分布の特徴は、可視光付近のピーク（中心星本体による）と、赤外線からミリ波にかけての“超過”である。超過とは、中心星が1つの温度の黒体放射をしている場合に比べてずっと多い輻射が、それぞれの波長で出ていることを指す。これは、このような波長の輻射を出す物体が中心星の近傍に存在している（ゆえに空間分解できない）ことを示唆している。その正体についてはさまざまな仮説が提唱されたが、多くの観測結果を総合し、結局、円盤であるとの認識に落ち着いた。

ところがおうし座Tタウ型星の中には、上記の解釈では理解できないスペクトルエネルギー分布をもつものもある。遠赤外域までの超過が通常のものより多く、グラフ（横軸が波長、縦軸がフラックス）にするとほとんど“フラット”な分布をもつものである。グラフの形から、これらはフラットスペクトルおうし座T型星と呼ばれるようになった。このように大きな超過を作り出しているものの正体について、いくつかの仮説が提唱された。多くのモデルでは、特異な性質を持つ円盤を仮定した。それに対し私たちは、中心星とその周囲の円盤、そしてそれら全体を取り巻く薄いガスのエンベロープからなるモデルを考えた（Kikuchi, Nakamoto and Ogochi [1]）。ここでの円盤は特異な性質を持っている必要はなく、標準的な円盤でよい。また、エンベロープの存在は、おうし座T型星が星間雲の重力収縮の結果誕生したものであるというシナリオと整合的である。フラットスペクトル天体は、通常のおうし座T型星よりも少し若い段階にあるので星間雲の名残がエンベロープとして残っているのだと考えればよいのである。

このようなモデルを仮定し、輻射によるエネルギー輸送を計算し、円盤やエンベロープ内部の温度を求めた。そして、この系がどのようなスペクトルを出し、それがどのように観測されるかを計算した。モデルのパラメータを変えながら計算を繰り返し、観測されたスペクトルとよく合う場合を探した。そうして見つけた結果を図2に示す。図中、▲印で示されているのが観測結果であり、実線が計算結果である。3本の実線は、系を観測する角度の違いに対応する。観測結果と計算結果がよく合っていることがわかるだろう。こうして見出した解を見ると、この天体は次のような構造をしていることがわかる。すなわち、通常のおうし座T型星と同様な中心星と円盤があり、その周囲をガスの薄いエンベロープが取り囲んでいるのである（図3）。中心星から出た輻射はこのエンベロープで一部散乱されたり吸

収・再放射されたりする。それらの放射の一部は円盤の方向に伝播していく。すると円盤は、中心星から直接受け取る光の他に上空のエンベロープからも放射を受ける。その結果円盤は、エンベロープがない場合に比べて輻射加熱をより多く受けることになり、結果として温度が高くなり放射も大きくなるのである。こうして、通常円盤よりも大きな放射を出している円盤の謎を説明することができた。フラットスペクトルおうし座 T 型星は、星間雲からおうし座 T 型星への遷移段階にある天体であると理解することができたのである。なお、このようなことを明らかにするた

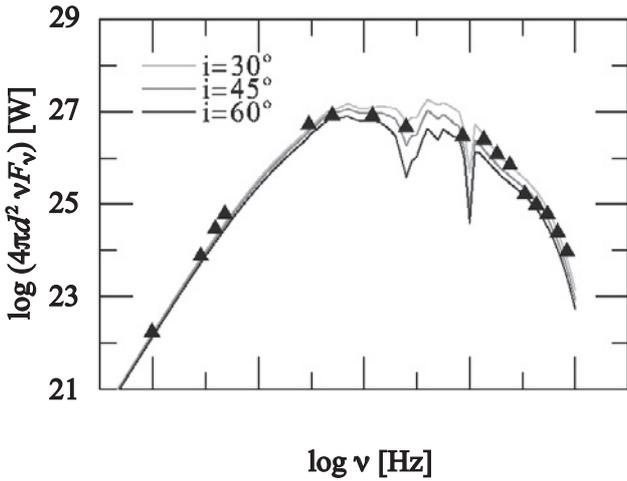


図2 フラットスペクトルおうし座 T 型星のスペクトル。観測データはおうし座 HL 星のもので、▲で示されている。実線が計算結果で、観測角度が30度、45度、60度の場合のもの。

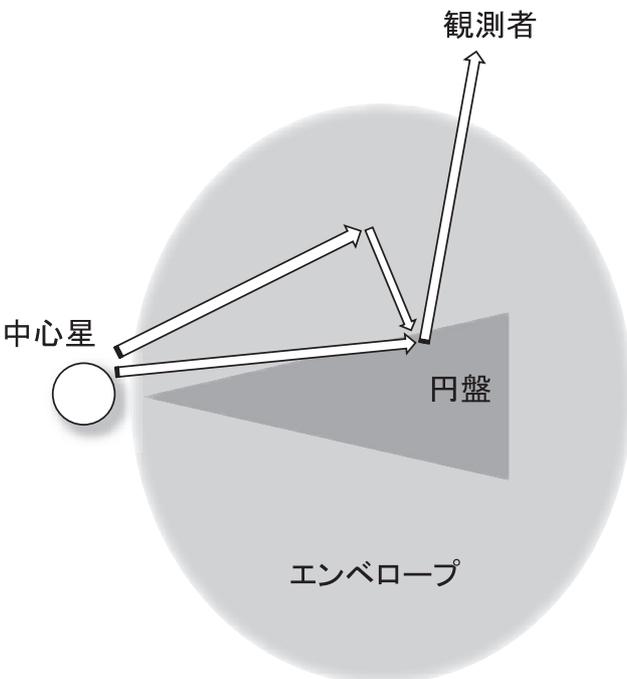


図3 モデルの概念図。系は中心星と円盤、およびそれらを取り囲むエンベロープからなる。中心星からの放射はエンベロープによって散乱・吸収・再放射され、一部は円盤方向に伝播する。これによって円盤は、エンベロープがない場合よりも多くの放射を受け取る。このために円盤の温度は高くなり、円盤からの放射も大きなものになる。

めには、円盤やエンベロープを含む空間内の輻射輸送を計算し、各部の温度を正確に求めなければならなかった。特に、エンベロープの密度が薄すぎず濃すぎず、適度に中心星の光を散乱させつつ透過もさせる、というものであったから、余計に輻射輸送計算の精度が重要となる計算の例である。

4.2 フィラメント状雲の重力収縮

次に、流体運動と輻射輸送を同時に計算する輻射流体力学計算の例を紹介しよう。第3.3節で述べたフィラメント状の雲の太さが細くなっていく重力収縮過程のシミュレーションである。この過程では、第3節で述べたように、温度の変化が重要な役割を担う。わずかでも温度が上がると圧力上昇が重力の上昇を上回って収縮が止まるようになるのである。したがって、流体運動に伴う圧縮加熱と輻射エネルギー輸送を注意深く計算する必要がある。

星間雲の温度はどうやって決まっているだろう。星間雲への加熱は周囲の星からの放射や宇宙線などであり、冷却は自身の放射である。これらがほぼ釣り合って、10 K から数十 K 程度の温度になっている。では、星間雲が重力収縮したらどうなるだろう。ガスが圧力を受けつつ体積変化すると、仕事をしたり受けたりするから内部エネルギーが変化する。その結果、温度も変わるはずである。しかし一方で、放射による加熱や冷却が流体運動による加熱や冷却よりも速く起こると、結局温度はほぼ一定になるはずだ。

このようなことを念頭において、私たちはフィラメント状雲の重力収縮過程を軸対称1次元輻射流体力学計算によって調べた。その結果を図4に示す。横軸は温度、縦軸は中心軸上の密度で、各実線はフィラメントの中心軸上の温度と密度の変化を示している。5本の実線は、初期条件の違い(8 K, 10 K, 20 K, 40 K, 80 K)に対応する。重力収縮の結果フィラメント状雲の半径は減少し、中心軸上の密度は上昇する。重力収縮は図4において、上方への移動として表現される。いくつかの実線において垂直な直線状部分が存在するのは、その間は温度が一定のまま密度だけが

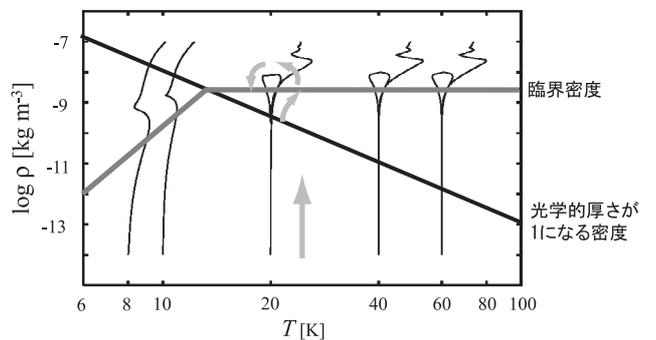


図4 フィラメント状雲の重力収縮過程における中心密度と温度の変化。横軸はフィラメントの中心軸上の温度、縦軸は密度を示す。5本の実線は初期条件の違いに対応する。収縮に伴って密度が上昇するので、重力収縮過程の進行は図上方向への移動として見える。垂直な直線は、等温変化であることを示す。それに対し右上方向への変化は、密度上昇と温度上昇が起こっていることを示す。図には、加熱と冷却がつり合う臨界密度と、光学的厚さが1になる密度もあわせて示してある。

上昇することを意味している。一方、ある程度密度が上昇すると、進化の線は右斜め上に曲がる。これは、このあたりまで密度が上がると密度上昇とともに温度も上昇し始めることを示している。このような密度を臨界密度と呼ぶことにすると、初期状態の温度が高い場合（20 K, 40 K, 60 K）には、この臨界密度は初期温度によらずに一定になっている。それに対し初期温度が低い場合（8 K, 10 K）は、温度に依存している。これは次のように理解することができる。まず、初期状態においてある温度が設定されているが、ここでは、周囲からの放射による加熱とフィラメント状雲自身の放射冷却がつり合ってそれぞれの温度になるように設定していることに対応する。これに対して星間雲が重力収縮運動をすると、圧縮による加熱も加わってくる。圧縮加熱が放射加熱よりも十分小さい間は、圧縮加熱の効果は見えない。しかし、密度が上がると重力収縮がより速く進行するので、圧縮加熱の効果が大きくなる。そうすると、放射も加えた全加熱が目に見えて増大してくる。一方、冷却はどうか。冷却の効率は、星間雲が光学的に薄い間は温度の4乗に比例する。光学的に厚くなると、温度の4乗に比例し光学的厚さに反比例するようになる。これらを考慮して加熱と冷却がつり合う密度を評価すると、図中に示した線を引くことができる。低温側で臨界密度が低いのは、低温では冷却効率が悪いことを反映している。高温側でも光学的厚さが大きくなって冷却効率は下がるが、周囲からの加熱放射が入ってくる効率も下がるので、それらの効果は相殺する。さて、計算結果はまさにこうして見積もった臨界密度のあたりで温度上昇が始まることを示している。すなわちこの温度上昇は、重力収縮に伴う圧縮加熱が放射冷却を上回ることによって起こっているということがわかる。（図4の初期温度20 K, 40 K, 60 Kの場合の振る舞いを少し説明しておこう。それぞれ臨界密度に近づいたところで温度が上がり始めるが、それを過ぎると収縮がいったん停止する。しかしそれは平衡状態ではなく、今度は圧力による反発のために膨張をはじめる。そして、温度も密度も減少する。これは図4では、臨界密度をはさんでのループとして見える。しかし、ある程度膨らんで密度が下がると圧力も下がるので、ふたたび収縮運動に転じ、右上に向かって動く。そして今度はもう少し高い密度まで収縮し、若干の温度の振動を経ながら少しずつ密度を上げていき、やがてほぼ平衡に達する。これが、右上端のジグザグである。）

星間雲の重力収縮が停止するのは、温度上昇に伴う圧力上昇のためである。温度の上昇が起こるのは、圧縮加熱が放射冷却を上回るからである。従来、温度上昇が起こるのは雲の光学的厚さが1を超えて放射冷却の効率が下がるからだという説明が多く見られた。しかしこれは誤りである。図4には、フィラメント状雲の光学的厚さが1になる密度も示してある。これを見ると明らかなように、温度上昇が起こり始める臨界密度と光学的厚さが1になる条件とは全く別のものである。温度上昇は光学的に薄い状況（初期温度8 Kと10 Kの場合）でも起こるし、光学的に厚くても等温の状況が継続する場合（初期温度20 K, 40 K, 60 K

の場合）もあるのである。

4.3 大質量星の形成

先の2例はいずれも、放射のもつエネルギー輸送機構としての役割が重要な場合であった。その結果ガスの温度が変わり、観測結果が違って見えたり、温度・圧力上昇によって重力収縮が停止したりした。

ここではそれに対し、放射圧が構造形成に直接関与する例として大質量星の形成問題を紹介しよう。大質量星というのは、太陽質量のおおよそ10倍以上の質量をもつ星を指す。これらは大きな質量をもつがゆえに膨大な放射エネルギーを放射している。その内部での重力が強いために圧力と温度も高く、激しい核融合反応が起こっているからである。現在知られている最も大きな星の質量は、太陽質量のおおよそ100倍である。このような天体が出している放射エネルギーは、太陽のそれの10万倍から100万倍にもなる。大質量星では放射エネルギーは質量の1乗から3乗に比例して増大するが、これは質量に対する重力の増大（1乗）よりも大きい。すなわち、放射圧の効果は質量が大きい場合ほど相対的に大きくなるのである。

問題は、大質量星がどのようにして誕生するかである。太陽質量の数十倍もの質量を集めようとするとき、その集積途中ですでに星は強い放射を放つようになり、星に向かって落下する物質に対して強い放射圧を及ぼしてしまう。中心星質量が大きくなればなるほど放射圧は強くなるから、いずれ物質の集積は止まる（図5）。すると中心星はもはや質量を増加させることができなくなる。これを、放射圧障壁と呼ぶ。適当な数値を用いて評価してみると、数十倍の太陽質量程度以上の星はできないことになってしまう。

放射圧障壁を乗り越えて物質が星に落下・付加するためには、流れの動圧が放射圧を上回ればよい（Wolfire and Cassinelli [2]）。あるいは、何らかの理由でダスト粒子が少なければよいとの説もある（Wolfire and Cassinelli [2]）。そうすれば吸収する放射が減るので、物質が受ける放射圧も

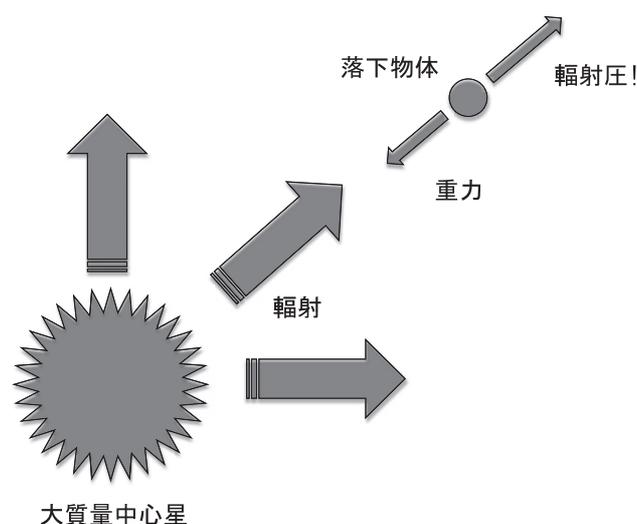


図5 放射圧障壁の概念図。大質量星では中心星の放射が強いため、放射圧が重力を上回ることがある。すると、それ以上物質が集積できないので中心星の質量増加が止まってしまう、大質量星が誕生できない。

減少するからである。さらには、輻射圧と遠心力が効いた結果として大質量星の周囲に円盤が形成され、円盤内は輻射を直接受けないから落下が可能だとする説もある (Yorke and Sonnhalter [3])。しかしこの場合も円盤の内縁では強い輻射を受けるわけだから、根本的な問題の解決にはなっていない。あるいは円盤が重くなった結果重力分裂し、その塊が中心に落下するという説もある (Krumholz, Klein and McKee [4])。そのような天体になってしまえば、輻射圧の効果はほとんど無視できるからである。全く別の考えとして、大質量星は中小質量星が合体してできるのではないかというものもある (Bonnell, Bate and Zinnecker [5])。これまでのところこれらはまだ十分には理解されておらず、大質量星の形成は謎に包まれているとしかいえない。

5. 実験室プラズマにおける輻射過程との関連

前節で紹介した例では、輻射と相互作用していたのはダスト粒子であった。一方、星形成過程にも原子・分子が関与した線スペクトル放射は存在するし、一定の役割を担っている。それは、実験室プラズマにおける輻射過程と関連していると思われるので、ここで簡単に紹介しておく。

5.1 加熱・冷却剤としての原子・分子

低密度の星間ガス（たとえば、ガス分子数密度が 10^8 個 m^{-3} など）では、ガス分子とダスト粒子の衝突が少なくなるため、両者の温度が一致しなくなる。ガスの温度は、ガス自身の吸収と放射で決まるのである。このときガスの温度を決めるのに効いてくるのは、存在量や放射効率などから、O や C, Si などのイオンや原子、あるいは CO 分子などである。これらが関与した輻射過程によって星間ガスの温度が決まり、それに応じて重力安定性などが決まってくることになる。

5.2 診断装置としての原子・分子

星間ガス中の原子・分子からの線スペクトル放射を観測することによって、ガスの物理状態を探ることができる。

ガスの温度は、エネルギー準位の存在比から推定することができる。たとえば CO 分子には、回転が励起されていない基底状態や、回転が 1 単位分だけ励起されている第一励起状態、2 単位分励起されている第二励起状態などがある。これらの状態間の遷移に伴って光子が放射されたり吸収されたりする。そして、そうした放射の強度比を測定すると各状態の存在比が推定できる。この存在比は、局所熱平衡が成り立っているときは温度と対応するはずである。よって、複数の線スペクトル放射強度比の観測からガス温度が推定できるのである。

あるいは、密度を推定することも可能である。高い励起状態は、つねに下の準位に落ちようとしている。このとき遷移に伴って放射がでるが、このような放射が十分な量であるためには、下の準位から高い準位への供給がなければな

らない。ここで、下の準位から上の準位への励起を起こす機構の一つが衝突である。だから、衝突が十分に起こっている場合には、高い準位からの遷移に伴う放射も十分にできるようになる。そして、このような放射の有無を観測することによって、衝突頻度、ひいてはガス密度を推定することが可能になる。

ガスの運動状態を知ることもできる。線スペクトル放射は線幅が狭いので、それを放射・吸収しているガス粒子の動きに伴うドップラー効果の影響を受けやすい。線スペクトル放射の波長のずれを観測すれば、そのガスの視線上の速度がわかるのである。

以上のような情報を総合することによって、星間ガスの温度や密度、速度などの物理状態を推定し、星形成の様子を探ることが可能になる。

6. おわりに

本稿では星形成過程における輻射について、いくつかの例を交えて紹介した。一般に輻射はエネルギー輸送機構として、および圧力を作用させる機構として、天体形成に関与している。さらには、現象を観測する手段としての役割もある。銀河系内星形成においては輻射と相互作用する物質はおもにダスト粒子なので、天体形成過程の物理を考える場合は連続波だけの議論ではほぼよい。一方で、線スペクトル放射の観測によって観測対象の物理状態を詳しく探ることもできる。

天文学的な観測装置は今後も発展し、星形成などの現象もより詳細に観測されるようになるだろう。特に、空間分解能の高い観測もされるようになることは重要な点である。そうすると、従来よりもはるかに複雑な構造が見えてくるだろう。その時、観測結果を解釈して観測対象の正体を物理的に正しく理解するためにも、そしてそのような構造の起源を物理的に議論するためにも、より詳細な輻射輸送計算が必要になってくる。それは作業としては大変なものになるが、輻射過程の理解と研究上の重要性がますます増すということでもある。

参考文献

- [1] N. Kikuchi, T. Nakamoto and K. Ogochi, Publ. Astron. Soc. Japan **54**, 589 (2002).
- [2] M.G. Wolfire and J.P. Cassinelli, Astrophys. J. **319**, 850 (1987).
- [3] H.W. Yorke and C. Sonnhalter, Astrophys. J. **569**, 846 (2002).
- [4] M.R. Krumholz, R.I. Klein and C.F. McKee, Astrophys. J. **656**, 959 (2007).
- [5] I. Bonnell, M. R. Bate and H. Zinnecker, Mon. Not. R. Astron. Soc. **298**, 93 (1998).

用語解説

おうし座T型星

おうし座T型星を代表とする一群の星の総称。太陽程度の質量を持つ星の若い段階に相当する。天文学的観測によると、(1)線スペクトル、(2)輻射スペクトルエネルギー分布、(3)時間変動、(4)偏光、(5)発見場所、などに特徴がある。高密度な星間雲の中やその近傍に存在し(5)、星本体はまだ誕生して間がなく、核融合反応を開始していない段階にあると考えられる(1,2)。その周囲にはまだガスや固体微粒子が残っており、そのために星からの光が不規則に遮られたり(3)、偏光したり(4)、あるいは通常の輻射スペクトルエネルギー分布とは異なるものになって見えたり(2)しているのだと考えられている。



なか もと たい し
中本 泰史

1993年東京大学大学院理学系研究科卒・博士(理学)、同年 国立天文台(PD学振)、1994年筑波大学物理学系(助手、講師)、2006年東京工業大学理工学研究科地球惑星科学専攻(助教授、准教授)。主な研究分野は、宇宙物理学・惑星科学。特に、星・惑星系形成過程や輻射輸送計算など。