

8. 星間物質と星の形成

京大・理 物理第二 中野武宣

§1. はじめに

早春の頃、境界領域の特集をするので何か書いてほしいという依頼を受け、気軽に引受けたが、この約束をそろそろ忘れかけていた6月初めに、編集部から正式の依頼状をいただいた。それには、“境界領域の興味深い問題に物理学者の眼を向けさせ”，さらに“問題を提示して物理学者を引張りこんでほしい”とある。これでは少し約束がちがうのではないかと思ったが、時すでに遅しである。私が受持つ星の形成過程には、原子、分子や、直径が1ミクロンよりも小さい固体粒子が重要な役割を演じている。物性屋さんが胸踊らせるような、銀河におけるこれらの粒子の振舞については、高柳、早川両氏が得意の筆をふるわれるので、私の出る幕ではない。私に残されたのは、星の形成過程を述べて、SF的な好奇心をくすぐるだけのようである。原子、分子や固体粒子の働きを天文屋がどのように扱っているかを述べて、専門的立場から物性屋さんのおしかりが得られれば、望外の喜びである。

§2. 星は今も生れている

夜空に輝く星の色は、文字通り色とりどりである。スペクトルの特徴によって、星はいくつかの型に分類されているが、その中にO型星とB型星がある。O型星は表面温度が21000°K以上、B型星は21000°Kから10000°Kの間の、青色をした星である。二重星の観測や、星の構造の理論との対比から、O型星の質量は $17 M_{\odot}$ 以上 ($M_{\odot}$ は太陽の質量で、 $2.0 \times 10^{33} \text{ g}$)、B型星の質量は $17 M_{\odot}$ と $4 M_{\odot}$ の間であることがわかっている。ここ20年程の間に星の進化の研究は大発展を遂げ、大抵のことが理解できるようになった。それによると、O型星の寿命は 1.5×10^7 年以下、B型星の寿命は 1.5×10^7 年と 2.0×10^8 年の間である。これは宇宙的な時間にくらべれば非常に短いものである。例えば、隕石中の放射性元素の分析によると、隕石ができたのは今から 4.5×10^9 年程前である。星の進化の理論によると、太陽の年令はほぼこれと同じである。我々が属している銀河の中

には、球状星団と呼ばれる、 10^4 個から 10^6 個の星からなる集団がある。星の進化の理論との対比によると、これらの中には年令が 10^{10} 年を越えるものがいくつかある。従って、銀河の年令は 10^{10} 年以上である。現在我々が見ている O、B 型星が生れたのは、長い銀河の歴史の中ではごく最近のことなのである。銀河はその中心のまわりを約 2×10^8 年の周期で回転している。従って、これらの O、B 型星が生れてから、銀河はまだ一回転していないのである。このような短期間に銀河の状態が大きく変化したとは考えられない。星を生み出す状態は今も持続している、星は今も生れつつあると考えるのは全く自然なことである。

もっと生々しい状況をお目にかけよう。オリオン座の三つ星の近くにオリオン星雲と呼ばれるものがある。これは、かなり密度の高いガス雲がその中にあるいくつかの O、B 型星に照らされて輝いているものである。星からの強い紫外線によって、ガスは加熱、電離され、急速に膨脹しつつある。この中に含まれる星の運動の様子から、この星雲の中で一番若い星の年令は約 3×10^5 年と推定されている。

銀河の進化の理論によると、太陽が生れた 4.5×10^9 年前と現在とで、銀河におけるガスの元素組成などはそんなに大きくは違わない。従って、現在の銀河の状態で星がどのようにして生れるかがわかれば、太陽がどのようにして生れたかがほぼ推定できるだけでなく、銀河の初期を除く大部分の時代で、星がどのようにして生れたかを理解できるようになるであろう。

§ 3. 星 間 ガ ス

銀河の中には星のほかに密度の低いガスが分布している。このガスが星の材料になるので、これがどんなものを簡単に述べる。

ガスの元素組成は、直接観測や、若い星の表面での組成から、質量比で、水素が 60 ~ 80 %、ヘリウムが 20 ~ 40 %、もっと重い元素が 2 ~ 3 % と推定されている。重元素の大部分は C、N、O、Ne で、そのほかに Si、Fe などがある。

ガスの密度 ρ は平均すれば $10^{-24} \text{ g cm}^{-3}$ であるが、 $10^{-23} \text{ g cm}^{-3}$ よりも高い所があり、これを雲と呼んでいる。雲の温度 T は 100°K 以下で、水素のほとんどは中性原子の状態にあり、C、Si、Fe などは星から放出された紫外線によって一価に電離されている。このほかに、半径が 1 ミクロンの数分の 1 の固体粒子があることが、雲の向うにある星の

光の吸収などからわかっており、これを grain と呼んでいる。grain が何でできているかについて、graphite, silicates, 氷、これらの混合物など諸説がある。くわしくは早川氏が述べられることと思う。紫外線が内部まで入ってこれないほど厚い雲では、水素のかなりの部分が分子 (H_2) になっていると考えられ、また、C, Si, Fe は中性原子の状態にある。非常に高密度の雲の中には、30 種近くの多原子分子が発見されており、これらのかなり複雑な分子がどのようにして作られたか、これらを含む雲がどのような物理的状态にあるかなど、最近大きな話題となっており、astrochemistry という言葉まで出てきている。これについては、科学 vol. 42, No. 1, 2 (1972) に海部宣男氏の、自然 1972, No. 5, 84 に岡武史氏の解説があるので参照されたい。

銀河の中には磁場があり、密度が $10^{-23} \text{ g cm}^{-3}$ の雲では 5×10^{-6} gauss 程度の強さである。密度の高い雲ほど磁場が強い傾向にある。雲の中の水素は宇宙線によって少し電離されており、薄い雲では、C, Si, Fe などが紫外線によって電離されている。そのために、ガスと磁場の結合は非常に強く、後で述べるように、これが星の形成の大きな妨げになる。

星は上述の雲が収縮して生れると考えるのが最も自然である。雲を収縮させるものとして、第一に雲自身の重力がある。このほかに、雲のまわりの圧力が内側よりはるかに高ければ、雲は押しつぶされる。このような過程が星の形成にきかないとは断言できないが、きくとしても非常に特殊な場合であろう。

雲の収縮を妨げるものとして、ガスの圧力、乱流、遠心力、磁場がある。乱流速度が音速よりも大きければ、衝撃波が発生し、乱流はすみやかに消散する。そのため、乱流の効果はガスの圧力や磁場の効果よりも小さいと考えてよいので、無視することにする。もっとも、乱流は密度のゆらぎを作る働きがあるので、雲を小さく分割するきっかけを作る可能性がある。この点で乱流は星の形成に重要な役割を果たすかもしれない。これから、ガスの圧力、遠心力、磁場がどのようにして克服されて星が生れるかを、順を追って説明していく。

§ 4. ガスの圧力と雲の収縮

virial 定理によれば、雲が自分自身の重力で収縮できるためには、ガスの熱エネルギーが重力エネルギーの絶対値の半分よりも小さくなければならない（しばらく遠心力と磁

場は考えないことにする)。従って、球形をした質量 M の雲が収縮できるためには、 M は臨界質量

$$M_J \approx \frac{1}{\rho^{1/2}} \left(\frac{kT}{G\mu H} \right)^{3/2} \quad (1)$$

よりも大きくなければならない。ここで k は Boltzmann定数、 G は重力定数、 μ は平均分子量、 H は水素原子の質量である。 $\rho = 10^{-23} \text{ g cm}^{-3}$ 、 $T = 50^\circ \text{K}$ とすると、 $M_J \approx 3 \times 10^3 M_\odot$ となり、星の質量程度の雲が仮にあったとしても、この密度では収縮できない。 $M > M_J$ の雲が収縮していくと、温度はどう変化するであろうか。温度があまり上昇しなければ、 ρ の増加とともに、(1)式の M_J は減少し、どこかで星の質量程度になるであろう。そうなれば、雲は星の質量程度のものに分裂し、それぞれの破片がさらに収縮して星になるかもしれない。このような事を調べるためには、ガスの温度が密度とともにどう変化するかを知らねばならない。そのためには、ガスを冷したり、熱したりする過程を知る必要がある。

ガスを冷却する過程は色々あり、どれが効くかはガスの温度、密度によって決まる。雲があまり厚くなく、星の光が雲の内部まで十分入ってこれる状態では、C、Si などは一価に電離されている。これらのイオンには励起エネルギーが非常に小さい状態がある。例えば、 C^+ の基底状態 $^2P_{1/2}$ から $^2P_{3/2}$ への励起エネルギーは 0.0079 eV であり、 Si^+ の $^2P_{1/2}$ から $^2P_{3/2}$ への励起エネルギーは 0.036 eV である。ガスの温度は 30°K から 100°K の程度なので、中性原子(主に水素)や電子との衝突によってこれらのイオンを励起することはそんなに難しくない。普通の雲のように密度が非常に低い状態では、イオンの他粒子との衝突時間は非常に長いので、励起されたイオンのほとんどは磁気双極子遷移によって基底状態にもどる。このとき放出された光子は雲の外に逃げ出す。このようにして雲の熱エネルギーは失われる。

雲の中では酸素は電離されていない。Oには励起エネルギーが 0.020 eV の状態(3P_1)と 0.028 eV (3P_0) の状態があり、上述の C^+ や Si^+ と同様の過程による冷却作用がある。雲が厚く、CやSiの電離度が低い状態では、Oによる冷却が重要である。

水素分子は他粒子との衝突によって回転準位の励起を受ける。 100°K 前後で最も起りやすいのは $J=0$ から $J=2$ への励起(励起エネルギー 0.044 eV)で、 $J=0$ の状態にもどるとき、波長 28 ミクロン の赤外線を放出する。 H_2 の存在量は観測的にも理論的に

も不明である。H₂ は grain の表面で作られると考えられており、process についていくつかの研究がなされたが、まだ未解決の問題である。H₂ は紫外線によってこわされやすいので、H₂ が大量に存在できるのは厚い雲に限られるであろう。これまでに述べた過程による冷却率は衝突率に比例するので、密度が高いほど冷却率は大きい。厚い雲では普通密度が高いので、温度は低い。そのため、励起エネルギーの高い H₂ よりも、O の方が冷却剤として有効である。従って、H₂ の存在量の不確かさはこれから話にあまり影響を与えない。

もう一つの冷却剤は grain である。grain はガスを構成する原子、分子との衝突によるエネルギーのやりとり、星の光の吸収、および熱輻射によるエネルギーの放出によって、エネルギーの収支がちょうど釣り合うような温度を持っていると考えられる。密度が低い状態では、grain の温度 T_g の決定にはガスとの相互作用は無視でき、 $T_g = 10 \sim 20^\circ \text{K}$ となる。 T_g の値のひろがりには主に grain の光学的性質の不確かさによる。grain と衝突した原子（または分子）は grain の表面にくっつき、それが持っていた運動エネルギー $\frac{3}{2} kT$ を grain に与える。その後、原子は $\frac{3}{2} kT_g$ の運動エネルギーを持って grain から離れる。従って、一回の衝突でガスは $\frac{3}{2} k(T - T_g)$ のエネルギーを失う。このように考えて grain による冷却率を算出してもあまり大きな誤差はないだろうと天文屋は考えている。密度が非常に高くなれば、ガスと grain の相互作用は非常に盛んになり、星の光は雲の内部まで入ってこれなくなるので、 T と T_g の差は非常に小さくなる。このような状態では、 $T_g = T$ とみなし、grain の熱輻射の能率がガスの冷却率に等しいとしてよい（星の光は入ってこれないが、熱輻射は自由に雲の外に出ていける状態を考えている）。従って、冷却率は grain の光学的性質によることになる。

熱源としてまず考えられるのは星の光である。ガス中の C, Si などの原子は星からの紫外線によって電離され、光のエネルギーは電子に与えられる。電子は原子やイオンと衝突してエネルギーを失い、やがてイオンと再結合する。こうして光のエネルギーの一部はガスの熱エネルギーに変る。銀河内での星の光の強度は観測によってほぼわかっているの、星の光による加熱率はかなり正確にわかっていると考えてよい。

熱源の第二の候補は宇宙線である。宇宙線は原子を電離することによってガスを暖める。ガスの温度は上述の冷却率の総和と加熱率がちょうど等しくなるような値をとるはずである。観測によって得られた星間ガスの平均温度約 100°K を説明するためには、星の光で

中野武宣

は全々足りず、観測によって強度がはっきりしている、エネルギーが1 GeV よりも高い宇宙線による加熱率の約100倍が必要である。そこで早川氏は10年ほど前に、1 GeV よりもエネルギーの低い宇宙線の強度が非常に大きく、その加熱によって星間ガスは100 °K 前後に保たれているという仮説を提唱した。宇宙ロケットによる低エネルギー宇宙線の観測が可能になってきたが、早川氏の仮説を点検できるまでには至っていない。ガスの加熱に必要な程度の低エネルギー宇宙線は超新星の爆発によって放出できるという説もあり、非常に有効な熱源の候補である。一方、足りない熱源を軟X線に求めようとする人もある。現在の観測はこの説を支持することも否定することもできないが、発生源に問題があるように思われる。

もう一つ、熱源として考えられるのは、雲と雲の衝突による運動エネルギーの熱化であるが、星間ガスの温度を説明するためには、衝突の頻度が足りない。

結局、現在のところ熱源の最有力候補は宇宙線で、高エネルギー宇宙線による加熱率の約100倍の加熱率を使って、色々の研究がなされている。

質量Mの、密度分布がほぼ一様な、球形の雲を考える。密度 ρ を決めれば、雲の半径が決まり、星の光や宇宙線が雲の中にどれだけ入ってくるかが決まる。単位体積、単位時間当りの上述の冷却率の和を A 、加熱率の和を Γ とする。これらは ρ と T の函数である。

$A - \Gamma > 0$ の場合、温度は時間とともに降下するが、その time scale は

$$t_c = 3k\rho T / 2\mu H (A - \Gamma)$$

で与えられる。また、 $A - \Gamma < 0$ の場合、温度上昇の time scale は

$$t_h = 3k\rho T / 2\mu H (\Gamma - A)$$

で与えられる。

ρ 、 T を勝手に選ぶと、雲は一般に力学平衡状態になく、収縮または膨脹する。平衡状態の近傍を除けば、重力がガスの圧力に勝っている場合、収縮の time scale は自由落下の時間

$$t_f = (32\pi G\rho / 3)^{-1/2}$$

に等しいと考えてよい。また、膨脹する場合、その time scale は自由膨脹の時間

$$t_e = \left(\frac{\mu H}{8 k T} \right)^{1/2} \left(\frac{3 M}{4 \pi \rho} \right)^{1/3}$$

とみなしてよい。

雲がどのように進化するかを知るためには、これら4個の time scale の大小関係を色々の ρ , T の値について調べるのが手っ取り早い。 $M = 1 M_{\odot}$ の雲についての結果が図1に示されている。この図において、直線 $t_e = t_f$ は力学平衡状態を表わし、点線は $A - I = 0$ の状態を表わしている。また $\tau = 1$ と書かれた鎖線は雲が grain の熱輻射に対して不透明になり始める状態である。図の矢印はその点での雲の進化の方向を示している。 $A - I$ は T に非常に敏感な函数である。従って、例えば図1の $t_c < t_e$ の領域では、曲線 $t_c = t_e$ のごく近傍を除くと、 $t_c \ll t_e$ であり、雲はこの図の上でほとんど垂直下方に進化し、曲線 $t_c = t_e$ に急速に近ずき、その後ほぼ曲線 $t_h = t_e$ に沿って膨張していく。図1からわかるように、雲の密度が点P（直線 $t_e = t_f$ と曲線 $A - I = 0$ の交点）

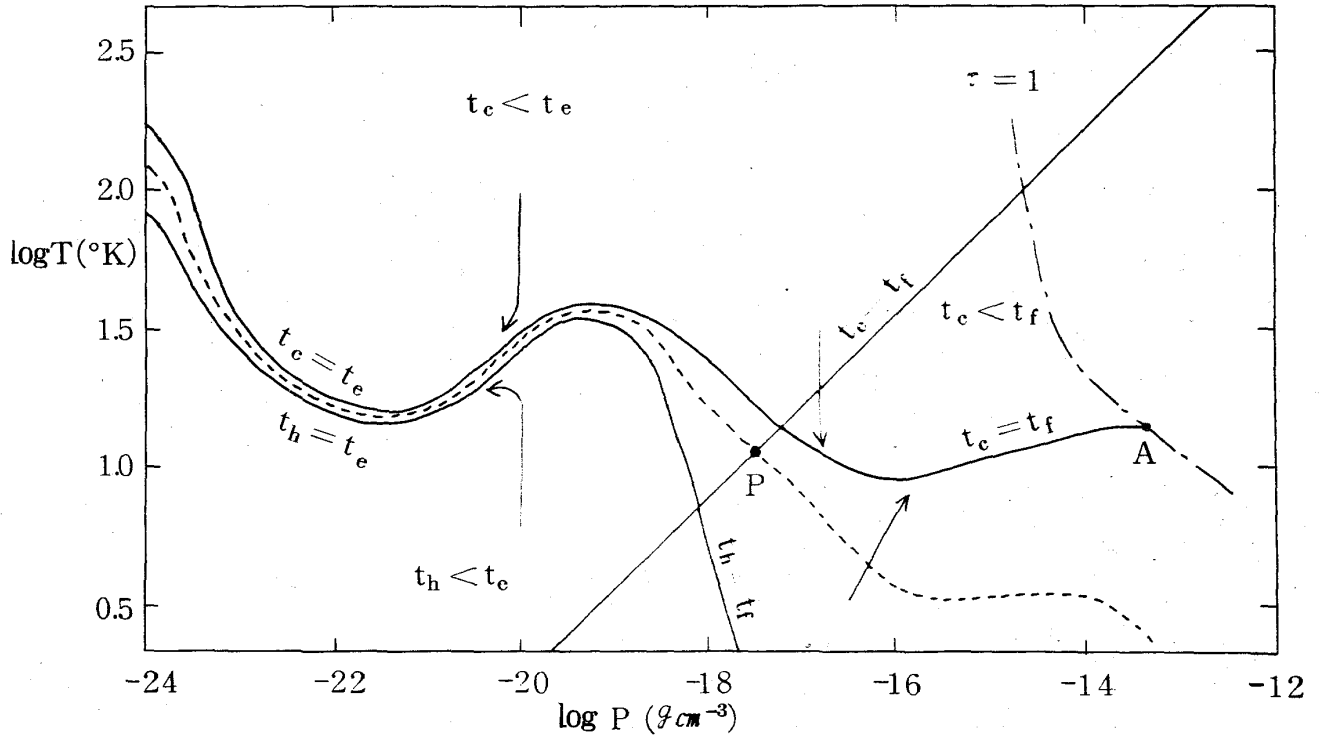


図 1

中野武宣

の密度よりも低ければ、雲は最終的に膨脹して、霧散してしまうが、点Pの密度よりも高ければ、最終的には曲線 $t_f = t_c$ に沿って収縮していく。点Aに達すると、雲は grain の熱輻射に対して不透明になり、熱エネルギーが逃げにくくなるので、これ以後はほぼ断熱的に収縮していく。このように点Pの密度は収縮のための下限値である。 $M = 1 M_\odot$ の雲ではこれは約 $10^{-18} \text{ g cm}^{-3}$ であり、普通の雲の密度よりはるかに高い。

直線 $t_e = t_f$ の位置はMに非常に敏感であるが、他の曲線はMにあまりよらない。従って、点Pの位置はMに非常に敏感である。点Pが $\rho = 10^{-23} \text{ g cm}^{-3}$ にくるのは $M \approx 3 \times 10^3 M_\odot$ の雲であり、これは(1)式から得られた結果と一致する。このような大きな雲が収縮しても、温度はほとんど上昇しないので、 $\rho \gtrsim 10^{-18} \text{ g cm}^{-3}$ に達すれば、 $M_J \lesssim 1 M_\odot$ となり、雲が星の質量程度のものに分裂する可能性があると言えよう。

§ 5. 磁場と星の形成

雲は星の光や宇宙線によって電離されている。荷電粒子の運動は磁場に強く拘束され、中性粒子は荷電粒子との衝突を通じて間接的に磁場の拘束を受ける。この拘束の強さはイオンの密度による。普通の雲では拘束は非常に強く、ガスは磁場に“氷りついた”状態にある。そのため、磁場は雲の収縮を妨げることになる。球形をした雲が収縮できるためには、質量が臨界質量

$$M_c \approx 0.01 \frac{B^3}{G^{3/2} \rho^2} \quad (2)$$

よりも大きくなければならない。ここでBは磁場の強さである。 $\rho = 10^{-23} \text{ g cm}^{-3}$ 、 $B = 3 \times 10^{-6} \text{ gauss}$ とすると、 $M_c \approx 3 \times 10^4 M_\odot$ となる。これは前節で述べた同じ密度におけるガスの圧力に対する収縮の臨界質量の約10倍である。

ガスの圧力の場合とちがって、磁場にはもう一つやっかいなことがある。 $M > M_c$ である雲が球対称の状態を保ちながら収縮すると、磁場はガスに氷りついているので、 $B \propto \rho^{2/3}$ と変化する。従って、(2)式で与えられる M_c はこのような収縮によっては変化しない。従って、このような収縮がいくら進んでも、雲を星の質量程度のものに分裂させることはできない。

荷電粒子は磁力線にそって自由に運動できる。磁力線にそう収縮では、Bを変化させず

に ρ を増加させることができ、(2) 式の M_c は減少する。しかし、このような収縮には限度がある。雲は普通角運動量を持っていて、収縮はある程度進むと遠心力のために止められる。磁力線にそう収縮によって M_c が星の質量程度まで減少するためには、雲を貫く磁場の方向と角運動量の向きがほぼ平行でなければならない。磁場にそう収縮ののち星が生れるとして、現在の星の生成率を説明しようとする、銀河内のほとんどすべてのガスが大質量雲にあり、ほとんどすべての雲で磁場と角運動量が平行でなければならないことになる。これは不自然と思われるので、この過程が星を作る主要な道すじとは考えにくい。従って、 M_c を星の質量よりも小さくするためには、雲を貫く磁束を減少させねばならない。質量 M が M_c よりも大きい雲を考える。簡単のため、磁場の方向が角運動量の方向に垂直な場合を考える。ほぼ平行な場合を除き、垂直でない場合も本質的に同じである。雲の収縮は速いので、その間の磁束の減少は無視できる。収縮の際、雲の角運動量は保存されるので、角運動量の向きに垂直な方向 (r 方向) の収縮はやがて遠心力によって止められる。 r 方向の収縮が止まれば、重力はその後あまり増大しないので、 r 方向に垂直な方向 (z 方向) の収縮はやがて磁場の力によって止められ、全体として力学平衡状態になる。この状態で雲が回転楕円体であるとし、 r 方向の半径を R 、 z 方向の厚さの半分を Z とすると、 z 方向の力のつりあいは

$$\frac{GM}{2R^2} \rho \approx \frac{B^2}{8\pi Z} \quad (3)$$

となる。ここで

$$\rho = \frac{3M}{4\pi R^2 Z} \quad (4)$$

である。(3)式と(4)式から

$$B^2 \approx \frac{3GM^2}{R^4} \quad (5)$$

が得られる。この平衡状態では、 M が M_c にくらべてあまり大きくなければ、球形からのずれは小さい。

この平衡状態は永久不変ではない。雲の中の磁場は雲の外におけるよりもはるかに大きいので、磁場の圧力によって磁力線は z 方向に移動し、雲から逃げだそうとする。このとき荷電粒子は磁力線といっしょに移動しようとする。しかし、荷電粒子と中性原子の間にはそれらの相対速度に比例する摩擦力が働くので、磁力線と荷電粒子は雲から自由に逃げ出すことはできない。荷電粒子に働く磁場の力と中性原子から受ける摩擦力がちょうど等しくなるような速度で、荷電粒子と磁場は雲から逃げていくことになる。このような現象を ambipolar diffusion と呼んでいる。雲を貫く磁束が少し減少すると、雲は (5) 式が満されるまで z 方向に収縮し、再び力学平衡状態になる。磁束を失う時間は雲の力学的緩和時間よりもはるかに長いので、雲は力学平衡状態をほぼ保ちながら、ゆっくりと磁束を失い、 z 方向に収縮していく。

磁束を失うに要する時間は荷電粒子の密度に比例する。非常に厚い雲の中でガスを電離するのは宇宙線である。§4 で述べた低エネルギーの宇宙線はこのような厚い雲の中には入ってこれず、主に高エネルギー宇宙線によって電離されるので、電離能率についての不確かさは小さい。イオン（主に陽子）と電子を再結合させる過程の一つは直接衝突によるもので、その断面積はかなり正確にわかっている。もう一つの可能性は、grain にくっついたイオンと電子がその表面上で結合して中性原子となり、grain から出ていく過程である。直接衝突による再結合率はイオン密度の 2 乗に比例するが、grain 表面における再結合率はイオン密度と grain の密度の積に比例する（電子の速度はイオンの速度よりもはるかに大きいので、電子と grain の衝突は非常に頻繁で、grain 上にはいつも電子がくっついていてと仮定している）。従って、電離度が低いほど（従って、密度が高いほど）、grain 表面における再結合は重要になる。grain 表面における再結合についての信頼できる計算はなされていない。イオンが grain にくっつく衝突の断面積は grain の幾何学的断面積に等しく、grain にくっついたイオンはすべて再結合したのち grain を離れるとして、天文屋は計算している。

銀河の中には“渦巻の腕”と呼ばれるものがある。ここは重力ポテンシャルの谷になっており、ガスがこの腕を横切る方向に流れ込むときに衝撃波が発生して圧縮され、やがて腕から流れ出ていくと考えられている。腕の近くには非常に若い星が分布している。これは収縮のための臨界質量に近い質量を持った雲が腕に突入したときの衝撃波による圧縮を契機に収縮を始め、やがて星が生れたからだ、というのが最近の大方の考えである。腕の

近くでの若い星の分布から、雲が収縮を始めてから星が生れるまでの時間は 3×10^7 年以下と推定されている。そのため、雲の磁場はできるだけ速く抜かねばならず、できることなら不確かな grain 表面におけるイオンと電子の再結合にたよりたいのである。

3×10^7 年以内に磁場を抜くためには、遠心力によって収縮が止められた状態で、(5) 式で $Z=R$ としたときの密度が $10^{-18} \text{ g cm}^{-3}$ よりも高くなければならない。遠心力によってどこで収縮が止められるかは、初期の回転の角速度による。 $10^{-18} \text{ g cm}^{-3}$ よりも高い密度まで収縮できるためには、 $\rho = 10^{-23} \text{ g cm}^{-3}$ における角速度は $3 \times 10^{-16} \text{ rad sec}^{-1}$ より小さくなくてはならない。雲の回転角速度がどの程度かは、観測的にも理論的にもはっきりしないが、一つの目安となるのは銀河回転である。回転によるねじれの角速度は太陽近傍で $1 \times 10^{-15} \text{ rad sec}^{-1}$ である。この $1/3$ 程度の角速度を持った雲の数はそんな少なくはないであろう。

§6. 円板状ガス雲での星の形成

前節で述べたようにして雲を貫く磁束が減少するにつれて、雲は z 方向に収縮し、円板状になる。収縮についてガスの圧力は増大し（温度は約 10°K でほとんど変化しない）、やがて磁場の圧力よりも大きくなる。磁束がさらに減少しても、雲はガスの圧力で支えられるので、これ以上は収縮しない。この状態では雲は $Z/R \approx 10^{-3}$ という非常にうすい円板である。

回転している非常にうすい円板状のガスは不安定であることがここ数年の研究でわかってきた。円板の厚さの数倍の波長をもった密度のゆらぎは時間とともに成長し、ガス雲はやがて多数の破片に分裂する。磁場は非常に弱くなっているし、密度は $10^{-15} \text{ g cm}^{-3}$ 程度なので、この状態では $0.1 M_\odot$ 程度の破片でも、自分自身の重力で収縮して星になることができる。色々の波長のゆらぎの成長率を調べると、どんな範囲の質量の破片ができやすいかがわかる。これは実際にある星の質量の範囲とよく一致する。

雲の持っている角運動量の大部分は破片の軌道運動に行き、破片のスピンにはほんの一部分が行くだけである。従って、破片はしばらくは遠心力のさまたげなしに収縮することができる。このように、星の形成に対する角運動量の問題も、第一段階では比較的簡単に克服できる。しかし、破片が最終的に星になるためには、小さいとはいえ、スピン角運動量のかなりの部分を失わねばならないだろう。これはこれから解かねばならない問題であ

中野武宣

る。

こうしてできた星の集団は非常に高い密度を持っており、一見実際の星の分布と矛盾するようである。しかし、この中でO、B型星が生れると、残っていたガスが加熱、電離される。その熱運動の速度はこの系からの脱出速度の程度に達するので、かなりの質量のガスが系の力学的緩和時間かそれよりも短い時間に系から放出される。そうすると、あとに残った星とガスの系は急速に膨脹するので、実際の星の分布と矛盾することはない。