電波天文学特論 II 2008-7

10　AGB 星の脈動

10.1　脈動周期

質量放出とならんで AGB 星の大きな特徴となっているのが脈動変光である。例えば古くから知られるくじら座のミラを代表とするミラ型変光星や、半規則型変光星は AGB 星の脈動変光の典型的な例である。ミラ型変光星は極大と極小の光度差が 3 等級以上、半規則型はそれ以下と分類されており、周期はミラ型が 1 年程度、半規則型が半年程度である。基本的に両者は AGB 星の脈動の異なるモードを見ていると考えられており、ミラ型は節のない基本モード (fundamental mode)、半規則型は節が一つある first-overtone mode と考えられている。

脈動のタイムスケールはオーダー評価的には dynamical time

$$\tau_{\rm dyn} \approx \sqrt{\frac{1}{G\rho}}, \tag{1}$$

で与えられる。dynamical time は密度だけで決まる力学的な時間で、導出方法はさまざまであるが、例えば質量 M、半径 r の一様密度球の表面すれすれを回転する質量 m のテスト粒子の運動を考えて求めることができる。この粒子について遠心力と重力のつりあいを考えると、

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{GMm}{r^2}, \tag{2}$$

となる。これよりこの粒子の回転周期は

$$P = \frac{2\pi r}{v} = 2\pi\sqrt{\frac{r^3}{GM}} \approx \sqrt{\frac{1}{G\rho}} \tag{3}$$

と得られる。

典型的なミラ型変光星の場合、$R = 2$ AU、$M = 1M_\odot$ として平均密度を求めると、

$$\bar{\rho} = \frac{M}{\frac{4}{3}\pi R^3} \approx 2 \times 10^{-8}\ \ {\rm g/cc}$$

となる。ちなみに太陽の平均密度は $\bar{\rho} = 1.4$ g/cc だから 8 桁小さい密度である。この密度を用いて力学的時間を求めると、

$$\tau_{\rm dyn} \approx 0.9\ \ {\rm yr},$$

となり、この値はミラ型変光星の周期が 1 年程度であることに対応している。

また、星の変光周期 P を太陽の力学的時間 $\tau_{\rm dyn}$ で規格化した値 Q を脈動定数 (Pulsation constant) といい、脈動周期の議論の際に利用されることがある。すなわち

$$Q = P\left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{1/2}\left(\frac{R}{R_\odot}\right)^{-3/2} \tag{4}$$

であり、Q は 0.1 day 程度の値となる。

10.2　周期光度関係

ミラ型変光星の脈動周期と絶対光度の間には良い相関があることが知られており、距離指標としても使用可能と考えられている。周期光度関係がどのように決まるかを考えるために、ある質量を持った AGB 星に注目し、進化とともに光度を増加させながら林トラックにそって HR 図を上昇したときに、dynamical time がどう変化するかを考える。星の明るさは黒体輻射のシュテファンボルツマン則より、

$$L = 4\pi R^2\sigma T^4 \propto R^2T^4, \tag{5}$$

である。一方、星の密度は

$$\rho = \frac{M}{\frac{4}{3}\pi R^3} \propto MR^{-3}. \tag{6}$$

これより周期 P は

$$P \approx \sqrt{\frac{1}{G\rho}} \propto M^{-1/2}R^{3/2}, \tag{7}$$

これらの式を用いて、星の光度と周期の関係は、

$$L \propto R^2T^4 \propto P^{4/3}M^{2/3}T^4, \tag{8}$$

と表すことができる。

ここで、第 0 近似として林トラック上では温度 T が一定である（HR 図上で AGB ブランチが垂直である）とし、光度を等級に変換すると、

$$m \propto 2.5\log L \ \propto \frac{10}{3}\log P + C, \tag{9}$$

という関係を得る。すなわち、この近似では周期光度関係の傾きは 3.3 程度となることがわかる。これは実際に観測される周期光度関係の傾きに近い。なお、上記の議論では星の質量を固定した議論であったたが、実際にはさまざまな質量を持った AGB 星が存在しうる。このため、周期光度には intrinsic なばらつきが含まれることが予想される。ただし、一般的に宇宙には軽い星ほど多くということ、かつ宇宙年齢の間に AGB フェーズに達する質量には下限があるということ ($\sim 1M_\odot$) を考慮すると、周期光度関係は太陽質量程度ないしそれよりやや重い程度の質量を持つ星が代表していると期待される。

11　星形成領域

11.1　重力収縮

太陽のような恒星は、分子雲中で低温・高密度のガスが重力収縮を起こして誕生する。星が重力収縮で誕生するための必要条件は、ジーンズ不安定性による議論で見積もることができる。ここでは簡単のために、エネルギーの収支のみからジーンズ質量などを導く。今、一様密度 ρ の星間ガスがあったとし、その中で半径 λ の球状の領域に大して摂動を与えた際に、この球が収縮するかどうかを考える。球が収縮するための条件は、この球が持つ重力エネルギーがガスの内部エネルギー（分子の運動エネルギー）よりも大きいことであるから、

$$E_{\mathrm{k}} < E_{\mathrm{grav}}, \tag{10}$$

とかける。ここで内部エネルギーは

$$E_{\mathrm{k}} = Mc_s^2 \approx \rho\lambda^3 c_s^2, \tag{11}$$

であり、最後の近似では、球の質量 M が、

$$M \approx \rho\lambda^3, \tag{12}$$

と近似的にかけることを用いている。また、c_s はガスの音速であり、$c_s^2 = kT/\mu m$（μ は平均分子量、m は水素原子質量）とも書ける。一方、重力エネルギーは

$$E_{\mathrm{grav}} \approx \frac{GM^2}{\lambda} \approx G\rho^2\lambda^5, \tag{13}$$

と表すことができる。これらの式より、$E_{\mathrm{k}} = E_{\mathrm{grav}}$ となる λ の臨界値は、

$$\lambda_J \approx \left(\frac{c_s^2}{G\rho}\right)^{1/2}, \tag{14}$$

と書け、これはジーンズ長と呼ばれる。また、この球内のガスの質量はジーンズ質量と呼ばれ、

$$M_J \approx \rho\lambda_J^3 \approx \left(\frac{c_s^6}{G^3\rho}\right)^{1/2} \tag{15}$$

と表すことができる。また、収縮に要する時間（free fall time）はジーンズ長を音速で割ることで見積もることができ、

$$t_{ff} \approx \frac{\lambda_J}{c_s} \approx \sqrt{\frac{1}{G\rho}}, \tag{16}$$

となり、ここでも $\sqrt{1/G\rho}$ という時間スケールを得る。また、ジーンズ質量を自由落下時間で割った量は質量降着率（星が成長する割合）を表し、

$$\dot{M} \approx \frac{M_J}{t_{ff}} \approx \frac{c_s^3}{G}, \tag{17}$$

となって、音速（ガスの温度）のみで決まる量となっていることがわかる。
上で得られた式に具体的な値を入れてオーダー評価をしてみる。例としてCO などで観測される冷たい分子雲を考え、$T \sim 10$ K, $n \sim 10^4$ cm^{-3}, $\mu = 2$ とすると、

$$\lambda_J \approx 0.25 \ \ \mathrm{pc}$$

$$M_J \approx 4 M_\odot$$

$$t_{ff} \approx 4 \times 10^5 \ \ \mathrm{yr}$$

となる。すなわち、このような分子雲では太陽程度の恒星を重力収縮によって作ることが可能であり、CO などで観測される分子雲で活発な星形成が観測される事実に対応している。
一方、銀河系の星間空間に広がる温かい中性水素ガス (HI) を考えた場合、$T \sim 100$ K, $n \sim 1$ cm^{-3}, $\mu = 1$ とすると、

$$\lambda_J \approx 80 \ \ \mathrm{pc}$$

$$M_J \approx 6 \times 10^3 M_\odot$$

$$t_{ff} \approx 5 \times 10^7 \ \ \mathrm{yr}$$

となり、中性水素ガス (HI) からは重力収縮で太陽程度の質量をもった恒星を作ることができない。

11.2　原始星周囲の描像

重力収縮によって分子雲コアが原始星が形成され始めると、その周囲には降り積もってくるガスによって降着円盤が形成され、一方、原始星からジェット・アウトフローも放出される。このように、原始星近傍では、１）原始星本体、２）降着円盤、３）ジェット・アウトフロー、が星形成を研究する上で重要な３つの成分である。このうちジェット・アウトフローの先端では、周囲のガスとのショックによりメーザー放射が出ることが多く、VLBI でももっとも良く観測される。一方、降着円盤に付随しているとされるメーザーを検出したという報告もいくつかはあるが、現在のところ確証が得られているものはない。ただし、最近メタノールメーザーで原始星周りにリング状の構造を示すものがいくつか発見されてきており、円盤に付随するメーザーの候補は現在も増え続けている。また、原始星本体については、原始星磁気圏で発生するジャイロシンクロトロン放射がいくつかの T Tau 型星で観測されている。しかし、これらの放射は弱いために、検出可能な天体は近傍 1 kpc 以内の星形成領域に限られ、数も 10 個程度である。また、原始星そのものの構造は、現在の VLBI の分解能をもってしても、まだ分解することはできない。

11.3 ジェット・アウトフロー

ジェット・アウトフローを観測したときに、どのような物理量が得られるかを簡単に示しておく。基本的には、ジェット・アウトフローの速度がそのの加速領域のポテンシャルの深さを（オーダー評価的に）反映していると考えられる。

ある深さのポテンシャルからの脱出速度 $v_{\rm esc}$ は、

$$\frac{mv_{\rm esc}^2}{2} = \frac{GMm}{r}, \tag{18}$$

というエネルギーのつりあいの式から評価することができ、

$$v_{\rm esc} = \sqrt{\frac{2GM}{r}}, \tag{19}$$

と求められる。ジェットの速度 $v_{\rm out}$ はオーダー的には脱出速度 $v_{\rm esc}$ 程度となる。なぜなら、ジェットが脱出速度まで加速されない場合 ($v_{\rm out} << v_{\rm esc}$)、ジェットは重力に束縛されるため星間空間に放出されることはなく、また、脱出速度をはるかに超える速度 ($v_{\rm out} >> v_{\rm esc}$) までジェットを加速することも難しいからである（脱出速度を超えた段階でジェットは重力を振り切って放出され、それ以上の加速を受けにくくなる）。したがって、ジェットの速度は加速領域 $r_{\rm acc}$ における脱出速度程度となり、

$$v_{\rm out} \approx \sqrt{\frac{2GM}{r_{\rm acc}}}, \tag{20}$$

と評価することができる。ただし、ジェットの観測からは $v_{\rm out}$ を求めることは容易だが、$r_{\rm acc}$ を決めることはできない（現在ジェットがある位置とは異なるから）。したがって、ジェットの速度の計測から天体質量 M を直接に評価することは難しい。ジェットは、物理量の測定のためよりも、むしろ星形成の兆候を表すシグナルとして重要な役割を果たしている。

以下に（原始星に限らず）ジェット・アウトフローの例をいくつか示す。

- AGB 星のアウトフロー：$r_{\rm acc} \sim 10$ AU, $M \sim 1M_\odot$ より、$v_{\rm out} \sim 15$ km/s
- ブラックホールからのジェット：$r_{\rm acc} \sim r_g = 2GM/c^2$ よりり、$v_{\rm out} \sim c$
- 星形成領域からのジェット・アウトフロー：$v_{\rm out} \approx 10$ km/s ～ 数 100 km/s。原始星表面近傍からというわけではない？（c.f． $v_{{\rm esc},\odot} \sim 617$ km/s）