

図 4.7 幾何学的に薄い核燃焼殻の概念図 (左) と燃焼殻内での温度揺動に対する簡単な仮定 (右).

### 4.3.1 ヘリウム燃焼殻の熱的不安定性

AGB 星内のヘリウム燃焼殻は、おもにその幾何学的薄さによって熱的に不安定になる。ここでは、簡単のため理想気体を仮定してその安定性について考える。ヘリウム燃焼殻の幾何学的厚さを  $D$  とし、中心からの距離を  $r_0$  とする。(図 4.7 参照) 幾何学的に薄いという条件は  $D/r_0 \ll 1$  で表される。そのヘリウム燃焼殻に含まれる質量を  $m$  と書くと、

$$m = 4\pi r_0^2 D \rho \quad (4.6)$$

という関係がなりたつ。ここで、 $\rho$  は密度を表す。この燃焼殻に揺動が加わり、厚さが  $\Delta D$  だけ変化し、それともなって密度が  $\Delta \rho$  だけ変化したとすると、式 (4.6) から、これらには

$$\Delta D/D = -\Delta \rho/\rho \quad (4.7)$$

という関係があることがわかる。

このヘリウム燃焼殻の厚さの変化の影響が燃焼殻の外側では同相的になると仮定すると、式 (4.2) の関係を使って、

$$\frac{\Delta P}{P} = -4 \frac{\Delta r}{r} = -4 \frac{\Delta D}{r_0} = \frac{4}{r_0} \frac{D}{\rho} \Delta \rho \quad (4.8)$$

の関係が得られる。ここで最後の関係には式 (4.7) を使った。  
 $D \ll r_0$  であるので、上の式より

180 第 4 章 中小質量星の進化

$$|\Delta P/P| = 4|\Delta r/r| \ll |\Delta \rho/\rho| \quad (4.9)$$

であることがわかる。これは、幾何学的に薄い殻が膨張しても、他の場所の力学的平衡構造にはほとんど影響がないことを表している。式 (4.9) の関係と理想気体の関係  $P \propto \rho T$  の関係を使うと

$$\Delta T/T \approx -\Delta \rho/\rho \quad (4.10)$$

の関係が得られる。4.2.2 節で考えた星全体が同相的に変化する場合は膨張すると温度が減少する関係が得られたが、上の関係は、薄い殻の場合は膨張とともに温度が上昇することを示している。この場合の比熱  $C_{\text{shell}}$  を式 (4.4) と同様にして求めると、

$$C_{\text{shell}} = \frac{T \Delta S}{\Delta T} = C_V - \frac{P \Delta \rho}{\rho^2 \Delta T} = C_V + \frac{P}{\rho T} = \frac{5}{3} C_V \quad (4.11)$$

のようになり、 $C_{\text{shell}} > 0$  であることがわかる。相同揺動 (4.2.2 節) の場合には、電子が縮退すると圧力が温度に対して変化しなくなるために比熱が正の値をもつ。薄い殻の場合には、幾何学的効果によって圧力の変化が密度変化に比べて小さくなるために比熱が正の値を持つようになる。

熱的揺動に対する微分方程式 (4.1) の 3、4 番目の式から  $\Delta L_r$  を消去し、薄い殻の関係 (4.9) と式 (4.10) を使うと、

$$s \frac{C_{\text{shell}} \Delta T}{L_r} \approx \frac{\epsilon_{\text{H}}}{L_r} \left[ (\epsilon_T + \kappa_T - \kappa_\rho - 4) \frac{\Delta T}{T} - \frac{1}{d \ln T / dM_r} \frac{d}{dM_r} \left( \frac{\Delta T}{T} \right) \right] - \frac{1}{d \ln T / dM_r} \frac{d^2}{dM_r^2} \left( \frac{\Delta T}{T} \right) - (\kappa_T - \kappa_\rho - 4) \frac{d}{dM_r} \left( \frac{\Delta T}{T} \right) \quad (4.12)$$

が得られる。ここで、 $\epsilon_T \gg \epsilon_\rho$  であることを使った。この式で  $s > 0$  のとき燃焼殻が熱的に不安定になる。上の式を単純化して  $s$  の符号がどのようになると正になるかを検証する。図 4.7 の右図のような、ヘリウム燃焼殻に局在した温度揺動を考えると、

$$\frac{d}{dM_r} \left( \frac{\Delta T}{T} \right) \approx 0, \quad \frac{d^2}{dM_r^2} \left( \frac{\Delta T}{T} \right) \approx \frac{4}{m^2} \frac{\Delta T}{T} \quad (4.13)$$

181 4.3 漸近巨星枝進化

が得られる。ここで、水平な線は燃焼殻内で平均をとったことを表す。式 (4.12) をヘリウム燃焼殻内で平均化し、上の関係を使うと、

$$s \approx \frac{L}{m C_{\text{shell}}} \left( \epsilon_T + \kappa_T - \kappa_\rho - 4 - \frac{4}{m (d \ln T / dM_r)} \right) \quad (4.14)$$

が得られる。ここで、星の光度  $L$  はほとんどヘリウム燃焼殻でつくられるとして、 $L \approx \epsilon_{\text{H}} m$  とした。この式に現れる  $m C_{\text{shell}}$  は燃焼殻全体の比熱で、 $L / (m C_{\text{shell}})$  はヘリウム燃焼殻の熱的タイムスケールを表している。

式 (4.11) でみたように、 $C_{\text{shell}} > 0$  なので、式 (4.14) の (...) 内が正になると熱的不安定性が発生する。電離したガスでは  $\kappa_T < 0$  なので、温度の上昇に伴うエネルギー発生率の増加率を表す  $\epsilon_T (> 0)$  だけが燃焼殻の熱的不安定性を誘発する要因になっている。括弧内の  $\epsilon_T$  以外の項は、温度が燃焼殻内で上昇したときに放射によるエネルギーの散逸率が増加する効果を表している。つまり、揺動によって温度が上昇したときに核融合反応の活性化によるエネルギー発生率の増加と、放射によるエネルギー散逸率の増加のどちらが勝るかで熱的安定・不安定が決まる。ヘリウム燃焼にたいしては、 $\epsilon_T \sim 25 \gg 1$  なので AGB 星内部における幾何学的に薄いヘリウム燃焼殻は熱的に不安定で熱パルスを起こす。

### 4.3.2 熱パルス (ヘリウム燃焼殻フラッシュ)

ヘリウム燃焼殻が熱的不安定によって急激に活発になると、放射だけではエネルギーを運びきれなくなる (温度勾配が断熱温度勾配より急になる) ので、対流が発生する。対流層はヘリウム層の大部分に広がり、ヘリウム燃焼の生成物がその領域に混合される。対流の発生によって、エネルギーが効率よく運ばれるようになり、また、ヘリウムの量が減少するので暴走のヘリウム燃焼は取戻す方向に向かう。

ヘリウム殻フラッシュが起こり、ヘリウム燃焼によるエネルギー発生率  $L_{\text{He}}$  が急激に増加すると、発生したエネルギーでヘリウム層が膨張するため水素燃焼殻の温度が下がり、水素燃焼によるエネルギー発生率  $L_{\text{H}}$  が減少する。フラッシュが起きていない期間では  $L_{\text{H}} \gg L_{\text{He}}$  なので、ヘリウム殻フラッシュが起こると表面での光度  $L$  は逆に減少する (図 4.8 中段の図参照)。 $L_{\text{He}}$  のピークの値は炭素・酸素中心核の質量が大きいくらい大きく、 $\sim 10^5 L_\odot$  にもなるが、そのエネルギーは外層の層に吸収され、表面には平均化されてでてくる。

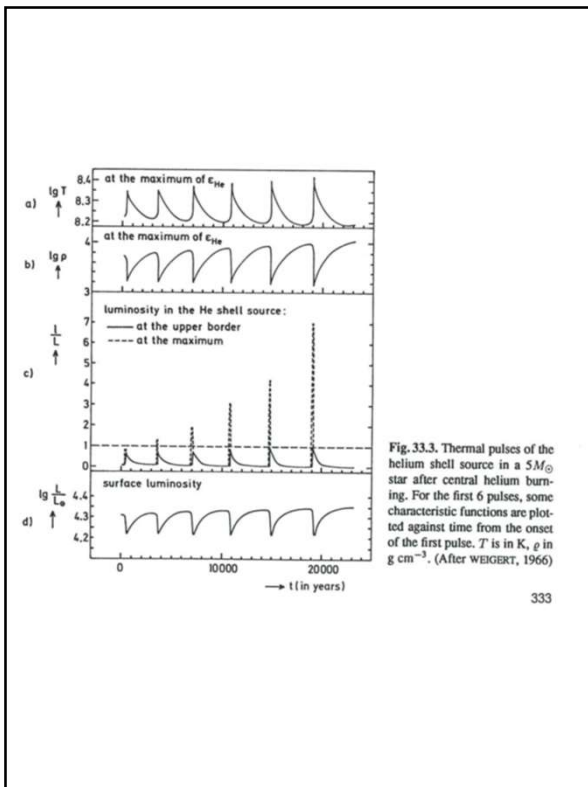
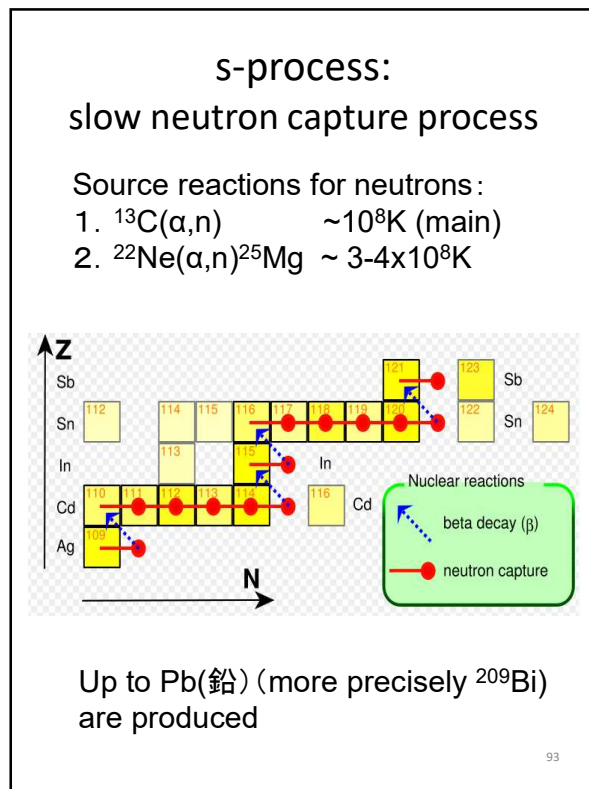
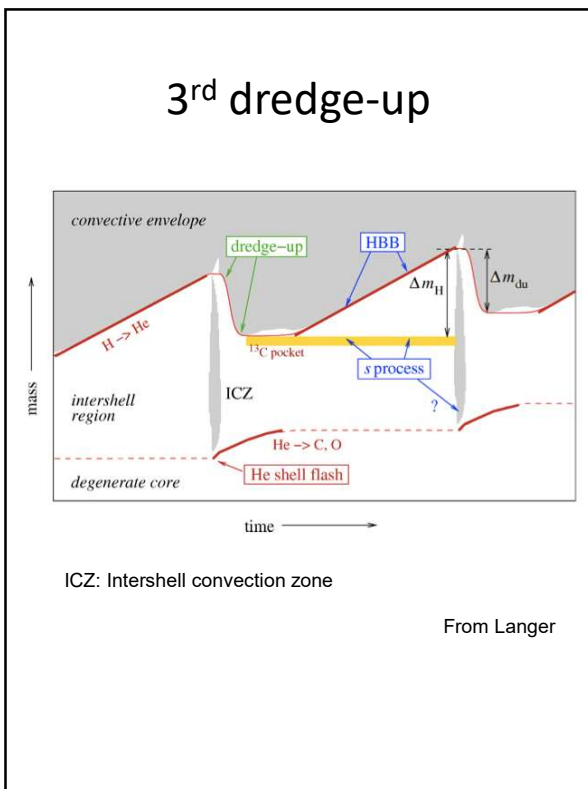


Fig. 33.3. Thermal pulses of the helium shell source in a  $5M_{\odot}$  star after central helium burning. For the first 6 pulses, some characteristic functions are plotted against time from the onset of the first pulse.  $T$  is in K,  $\rho$  in  $\text{g cm}^{-3}$ . (After WEIGERT, 1966)

