

恒星進化論 ノート2

# Stellar Evolution

Later evolution of low and  
intermediate mass stars

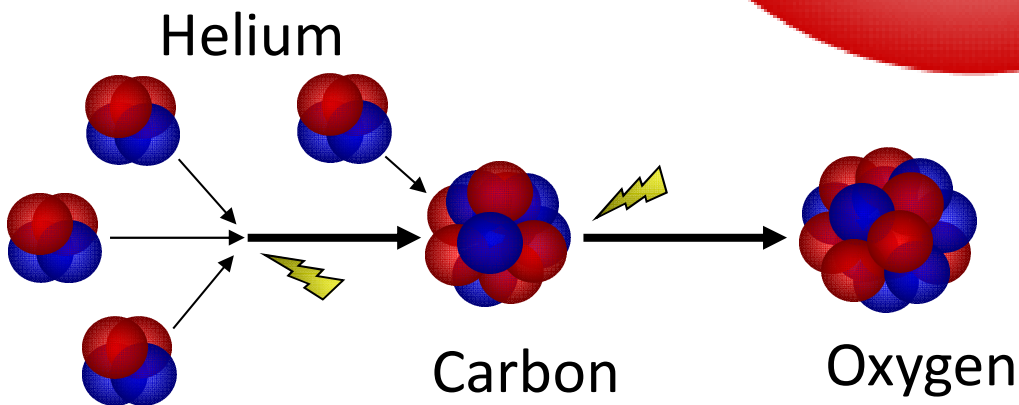
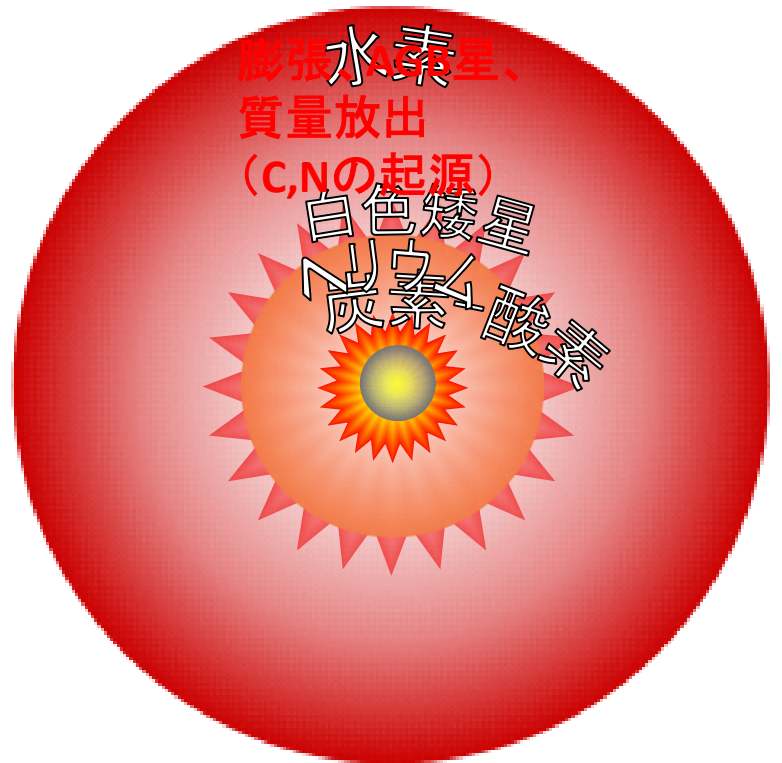
# Evolution of the Sun

5 billion years later

50億年後...

⇒  $T_c > 10^8$  K  
(1億度以上)

⇒ Helium burning:  
C, O are produced

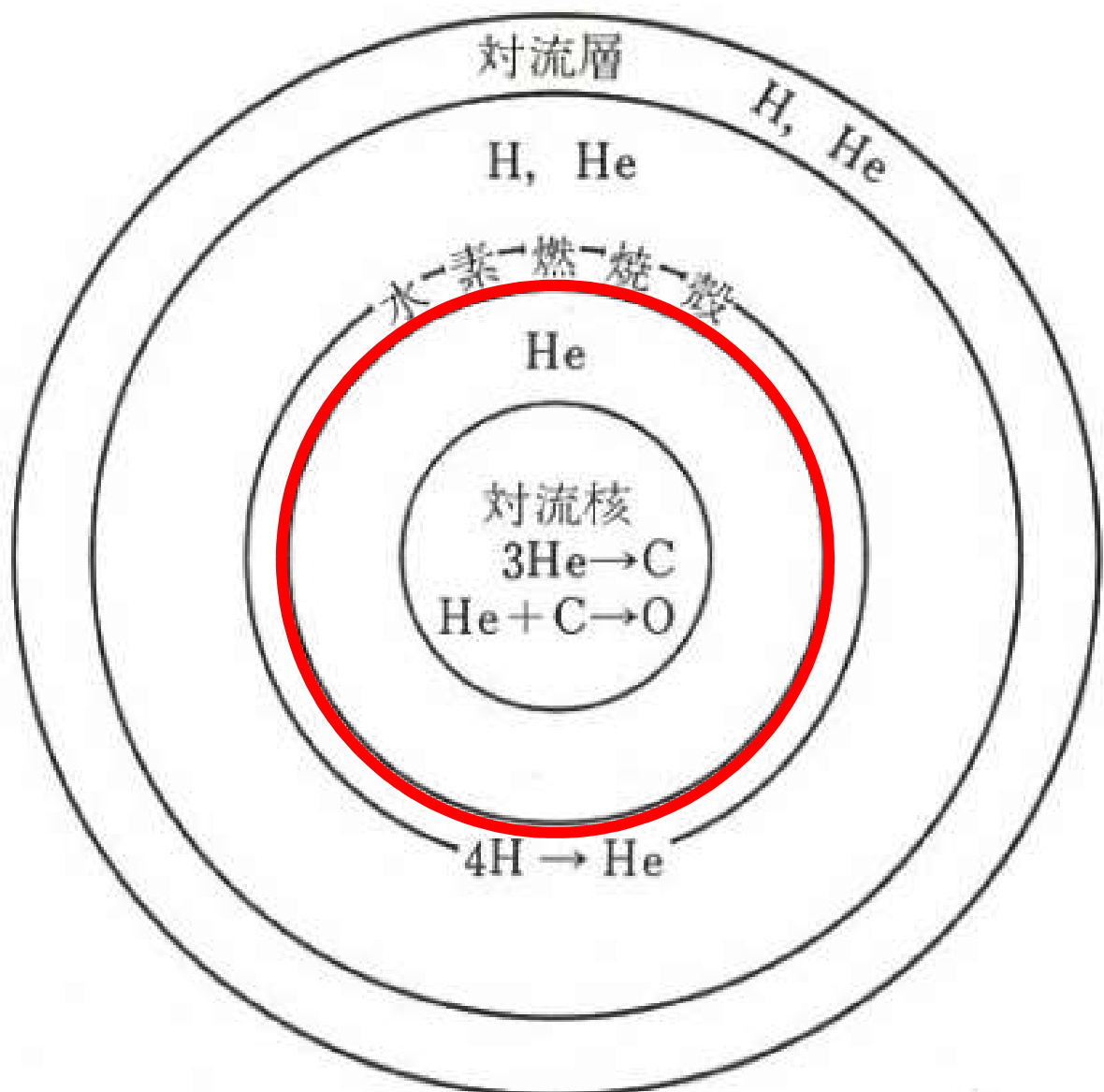


⇒ H exhaustion at center

⇒ Core contraction ⇒ H-shell burning stronger ⇒  
Outer layer convective; Red giant

⇒ Planetary nebula ⇒ C+O white dwarfs

# Stellar interior at the He-burning stage



# 水素が燃え尽きた後の進化

- 水素が燃え尽きると中心核が重力収縮、温度上昇
- 外側で残っている水素が燃える(殻燃焼)
- $1 M_{\odot} < M < \sim 3 M_{\odot}$ の星では
  - まず、重力収縮によって作られた圧力勾配で支えられる
    - センベルグ--- チャンドラセカール限界
    - ヘリウム中心核が星全体の約10%よりも小さい
  - 殻燃焼によってヘリウム核が成長してから中心核が収縮する。
- $M > \sim 3 M_{\odot}$ の星
  - ヘリウム中心核が星全体の約10%よりも大きい。中心核はヘリウム燃焼が始まるまで収縮を継続するが、水素燃焼殻は温度が上がると膨張するため収縮できない

## 小質量星 $M < \sim 1 M_{\odot}$ の ヘリウム燃焼

- 水素燃焼がppチェイン(中心対流なし)
- 殻燃焼へスムーズに移行
- 小質量星、中心密度大きい
  - ヘリウム核で電子縮退
  - 圧力が温度に依存しない、ほぼ等温になる
  - $n=1.5$  のポリトロープ
- ヘリウム核は質量が変わらなければ重力収縮しない、が、殻燃焼で質量が増えるため収縮する。

## From Schaller + 1992, A&AS,96,269

3M <sub>☉</sub>	@ρ <sub>min</sub> (MS)	@ρ <sub>min</sub> x2	@X <sub>c</sub> =0	*1	He点火	最終
Age	0.123	0.3517	0.3525	0.3534	0.3573	
Log T <sub>eff</sub>	4.07	3.98	4.02	3.91	3.62	
Log ρ <sub>c</sub>	1.54	1.88	2.39	3.04	4.45	
X <sub>c</sub>	0.54	0.0041	0	0	0	
Log L	1.98	2.22	2.39	2.28	2.73	

@ρ<sub>min</sub>(MS) : 主系列

Age (in 10<sup>9</sup> yr)

Log T<sub>eff</sub> (in K)

Log ρ<sub>c</sub> (in g/cm<sup>3</sup>)

L : 光度 in L<sub>☉</sub>

X<sub>c</sub> : 中心での水素の質量比

2.5M <sub>☉</sub>	@ρ <sub>min</sub> (MS)	@ρ <sub>min</sub> x2	@X <sub>c</sub> =0	*1	He点火	最終
Age	0.196	0.5836	0.5849	0.5871	0.5955	
Log T <sub>eff</sub>	4.01	3.92	3.96	3.83	3.62	
Log ρ <sub>c</sub>	1.65	1.99	2.51	3.24	4.64	
X <sub>c</sub>	0.54	0.0039	0	0	0	
Log L	1.66	1.87	1.92	1.91	2.51	

@X<sub>c</sub>=0: 中心水素枯渇

\* 1 : Log Teff が  
@X<sub>c</sub>=0 から  
約0.1下がった時

2M <sub>☉</sub>	@ρ <sub>min</sub> (MS)	@ρ <sub>min</sub> x2	@X <sub>c</sub> =0	*1	He点火	最終
Age	0.368	1.1138	1.1159	1.1237	1.1481	
Log T <sub>eff</sub>	3.94	3.85	3.88	3.77	3.63	
Log ρ <sub>c</sub>	1.78	2.15	2.66	3.53	5.13	
X <sub>c</sub>	0.54	0.0029	0	0	0	
Log L	1.27	1.46	1.51	1.51	2.32	

1.7M <sub>☉</sub>	@ρ <sub>min</sub> (MS)	@ρ <sub>min</sub> x2	@X <sub>c</sub> =0	*1	He点火	最終
Age	0.013	1.821	1.827	1.867	なし	1.936
Log T <sub>eff</sub>	3.90	3.81	3.83	3.70		3.57
Log ρ <sub>c</sub>	1.85	2.22	2.79	4.37		5.67
X <sub>c</sub>	0.68	0.0050	0	0		0
Log L	0.92	1.14	1.20	1.11		2.86

1M <sub>☉</sub>	@ρ <sub>min</sub> (MS)	@ρ <sub>min</sub> x2	@X <sub>c</sub> =0	*1	He点火	最終
Age	0.023	4.958	9.845	12.157	なし	12.270
Log T <sub>eff</sub>	3.75	3.77	3.76	3.66		3.52
Log ρ <sub>c</sub>	1.89	2.20	2.85	5.11		5.79
X <sub>c</sub>	0.68	0.30	0	0		0
Log L	-0.16	-0.003	0.22	1.30		3.10

## 4M<sub>☉</sub> と 2M<sub>☉</sub>の比較

4M <sub>☉</sub>	@ρ <sub>min</sub> (MS)	@ρ <sub>min</sub> x2	@X <sub>c</sub> =0	*1	He点火	最終
Age	0.085	0.1378	0.1647	0.1652	0.1664	
Log T <sub>eff</sub>	4.14	4.10	4.08	3.97	3.61	
Log ρ <sub>c</sub>	1.37	1.41	2.20	3.03	4.19	
X <sub>c</sub>	0.46	0.22	0	0	0	
Log L	2.51	2.62	2.78	2.79	3.13	

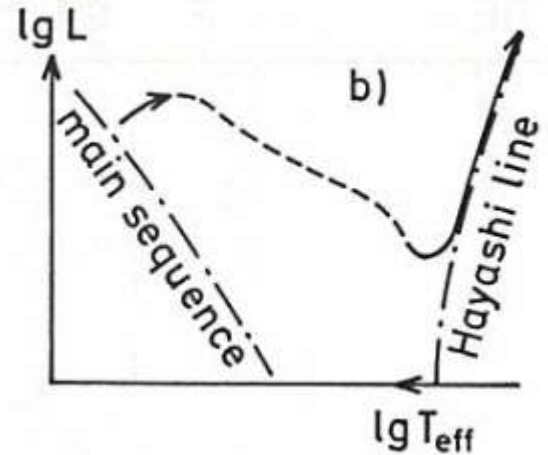
  

2M <sub>☉</sub>	@ρ <sub>min</sub> (MS)	@ρ <sub>min</sub> x2	@X <sub>c</sub> =0	*1	He点火	最終
Age	0.368	1.1138	1.1159	1.1237	1.1481	
Log T <sub>eff</sub>	3.94	3.85	3.88	3.77	3.63	
Log ρ <sub>c</sub>	1.78	2.15	2.66	3.53	5.13	
X <sub>c</sub>	0.54	0.0029	0	0	0	
Log L	1.27	1.46	1.51	1.51	2.32	

# 主系列後

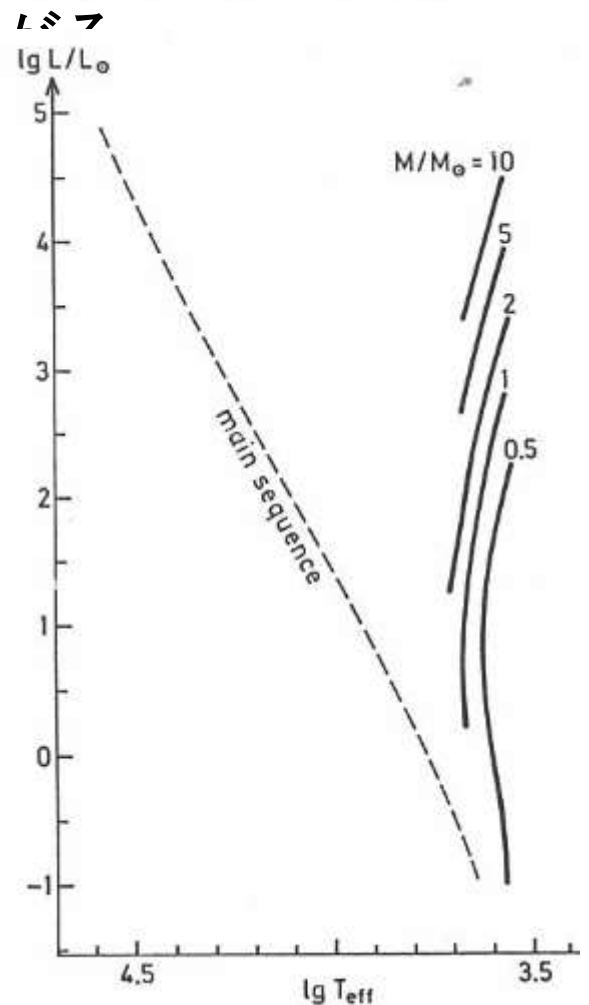
- 赤色巨星になる理由

- 水素が燃え尽きると中
- 外側で残っている水素が
- ヘリウム中心核が収縮  
は温度が上がり余分な
- 外層が膨張、温度が下  
**(なぜ膨張するのか説明し**
- ヘリウム核が大きくなる



- Hayashi (林) line

- Fully convective star
- HR図の禁止領域
- 数値計算例





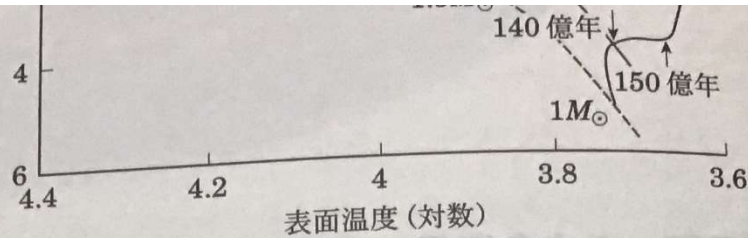


図 4.1 主系列段階および赤色巨星への進化経路とおもな段階での年齢. A→B が主系列段階で, それ以後, 進化のタイムスケールが短くなる.

ので, 重力収縮が星全体で止まった状態になるためには, ヘリウム中心核内で等温でエネルギーが流れない状態で静水圧平衡がなりたつ, つまり, 密度勾配だけから得られる圧力勾配によって自己重力が支えられる必要がある. この状態は, ヘリウム中心核の質量が星全体の約 10% よりも小さいときに可能である. ヘリウム中心核に対するこの質量限界をセンベルグ-チャンドラセカール限界という.

質量が約  $3M_{\odot}$  よりも大きい星では, 主系列進化が終わった段階でヘリウム中心核の質量はセンベルグ-チャンドラセカール限界よりも大きい. また, それよりも質量が小さい場合でも, 水素燃焼殻の活動によって, ヘリウム中心核の質量が増加していくので, いずれこの質量限界を越える.

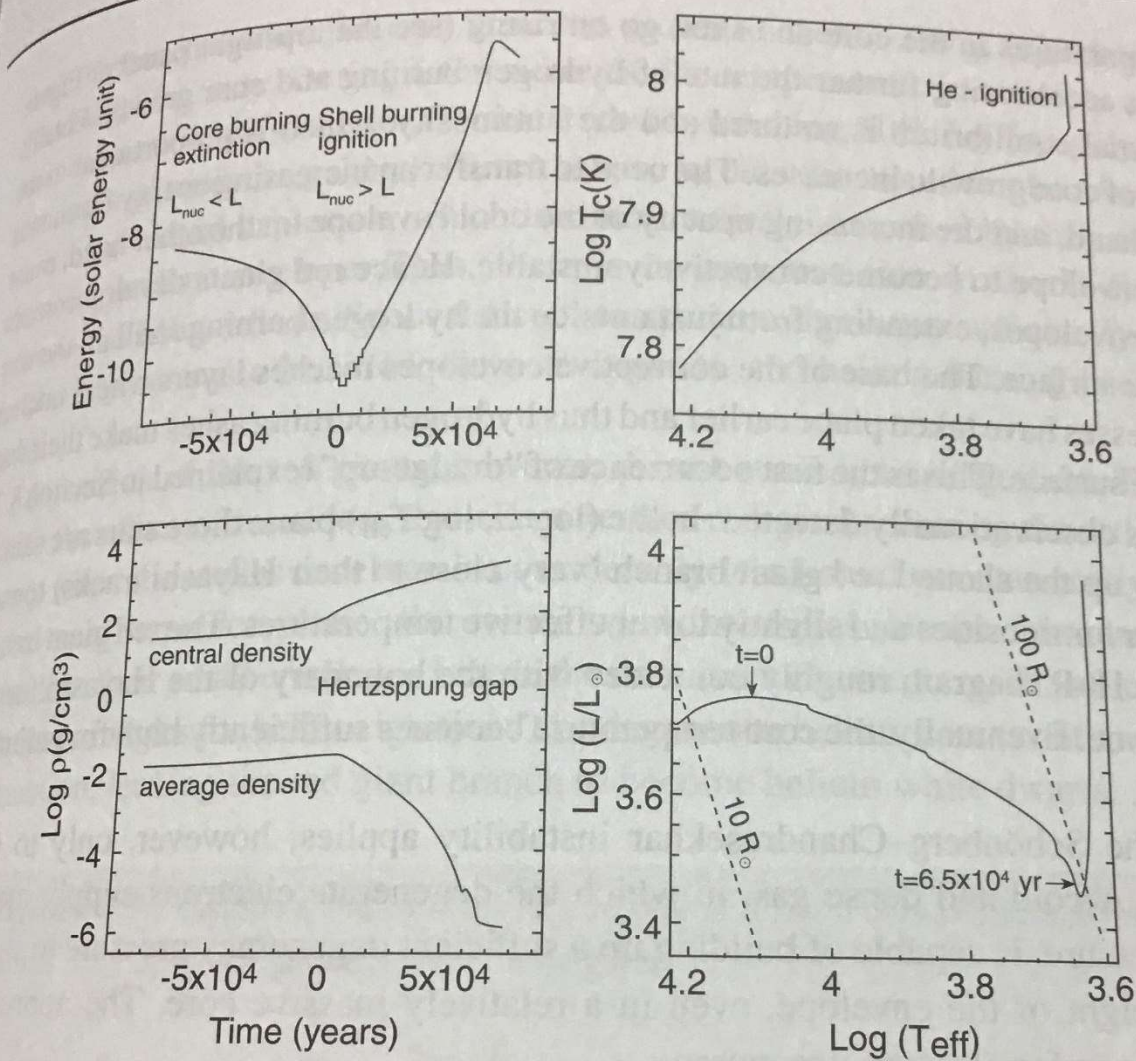
ヘリウム中心核の質量がセンベルグ-チャンドラセカール限界よりも大きいと, 静水圧平衡を保つために温度勾配が必要となる. そのため熱エネルギーが中心から外側に向かって流れ, ヘリウム中心核はエネルギーを失うので重力収縮し, 中心核内の温度が上昇していく. ヘリウム中心核の重力収縮により, そのすぐ外側にある水素燃焼殻の温度が上昇し, エネルギー発生率が上昇する. そのため, 外

層がその状態で流すことのできるエネルギーよりもたくさんのエネルギーが外層に流れ込むことになり、外層はエネルギーを吸収して膨張する。そのため表面温度が下がり、星は HR 図上右側に進化していく。つまり、ヘリウム中心核は収縮し水素燃焼殻の外側の外層は膨張して赤色巨星へと進化していく。

この進化の際、星の光度は表面温度の低い方に向かって下がっていくか、またはほとんど変化しない。これは、静水圧平衡のもとでの放射によるエネルギーの輸送からくる性質である。ガスの不透明度がクラマース型 (式 (3.30)) の場合は星の光度が  $R^{-0.5}$  に比例する (式 (3.68))。一方、星の質量が大きいと、ガスの不透明度が電子散乱 (式 (3.31)) に近くなり、光度が半径に依存しなくなる (式 (3.66))。この進化のあいだ、水素燃焼殻では、星表面からのエネルギー放出率 (星の光度) よりも格段に多くのエネルギーが発生している。星の表面から出ないエネルギーは外層に吸収されて外層を膨張させるのに使われる。

図 4.1 に見られるように、進化経路は赤色巨星枝に到達すると折れ曲がって光度が上昇していく。これは、外層で対流が発生することに起因する。外層で対流が発生するのは、膨張によって外層の温度が下がり、ガスの不透明度が大きくなり (式 (3.30))、放射によるエネルギー輸送効率が悪くなって温度勾配が急になるためである。対流は非常に効率よくエネルギーを輸送するので、水素燃焼殻で発生したエネルギーを効率よく表面まで運んで放出する。水素燃焼殻のエネルギー発生率はヘリウム中心核が重力収縮するにつれて大きくなるので、それを反映して星の光度も上昇していく。

小質量星 ( $M \leq 1M_{\odot}$ ) の進化は上に記された進化とは少し状況が異なってい



**Figure 8.6** Evolution of an intermediate mass star ( $7M_{\odot}$ ) during the crossing of the Hertzsprung gap: *top left*: total energy as a function of time (the time is arbitrarily set to zero at the onset of core contraction); *bottom left*: central density and average density ( $\rho = M/4\pi R^3$ ) as a function of time; *bottom right*: evolutionary track in the H-R diagram (here lines of equal radius are marked); *top right*: changing of central temperature with effective temperature.

外層が膨張するのは、Shell燃焼で  
 これまでよりも多くエネルギーを発生するためか、  
 それとも中心核の収縮の反作用か？

層がその状態で流すことのできるエネルギーよりもたくさんのエネルギーが外層に流れ込むことになり、外層はエネルギーを吸収して膨張する。そのため表面温度が下がり、星は HR 図上右側に進化していく。つまり、ヘリウム中心核は収縮し水素燃焼殻の外側の外層は膨張して赤色巨星へと進化していく。

この進化の際、星の光度は表面温度の低い方に向かって下がっていくか、またはほとんど変化しない。これは、静水圧平衡のもとでの放射によるエネルギーの輸送からくる性質である。ガスの不透明度がクラマース型 (式 (3.30)) の場合は星の光度が  $R^{-0.5}$  に比例する (式 (3.68))。一方、星の質量が大きいと、ガスの不透明度が電子散乱 (式 (3.31)) に近くなり、光度が半径に依存しなくなる (式 (3.66))。この進化のあいだ、水素燃焼殻では、星表面からのエネルギー放出率 (星の光度) よりも格段に多くのエネルギーが発生している。星の表面から出ないエネルギーは外層に吸収されて外層を膨張させるのに使われる。

図 4.1 に見られるように、進化経路は赤色巨星枝に到達すると折れ曲がって光度が上昇していく。これは、外層で対流が発生することに起因する。外層で対流が発生するのは、膨張によって外層の温度が下がり、ガスの不透明度が大きくなり (式 (3.30))、放射によるエネルギー輸送効率が悪くなって温度勾配が急になるためである。対流は非常に効率よくエネルギーを輸送するので、水素燃焼殻で発生したエネルギーを効率よく表面まで運んで放出する。水素燃焼殻のエネルギー発生率はヘリウム中心核が重力収縮するにつれて大きくなるので、それを反映して星の光度も上昇していく。

小質量星 ( $M \leq 1M_{\odot}$ ) の進化は上に記された進化とは少し状況が異なってい

星には自己重力があるので、エネルギーを加えると表面まで膨張するかどうかは自明ではない。結果的に大きく膨張するのは圧力のバランスのため。

## スライド 88

---

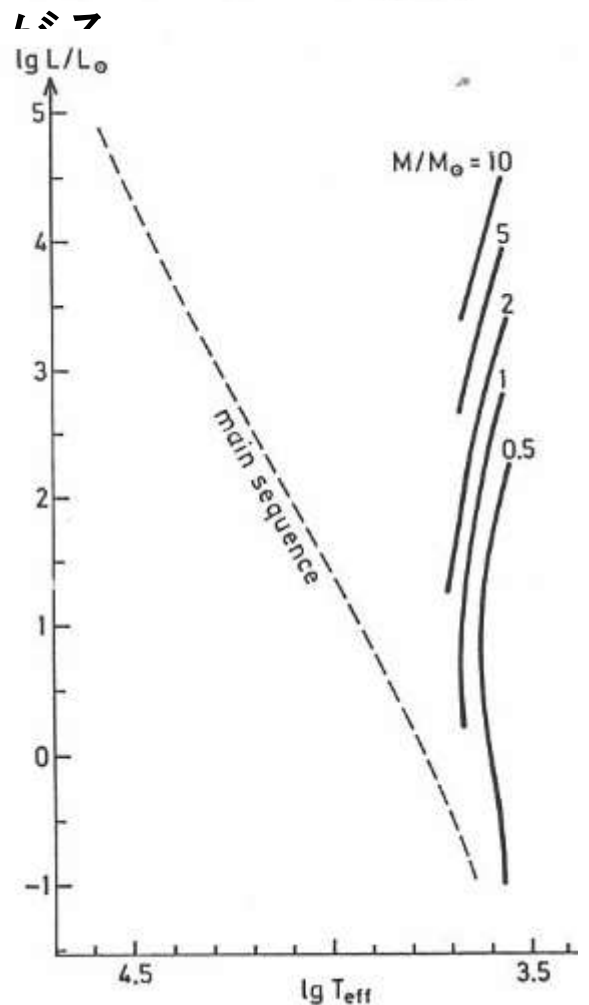
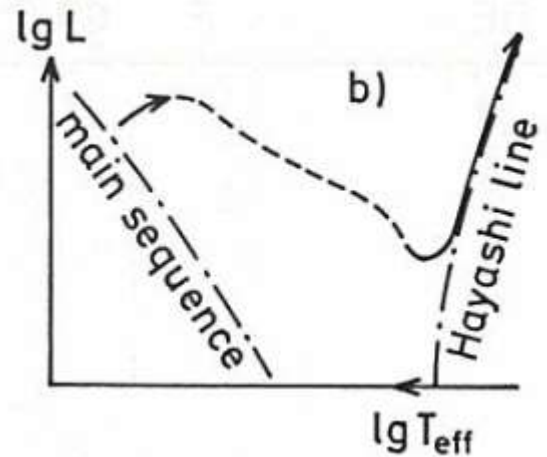
u1 umeda, 2019/05/09

u2 umeda, 2019/05/09

# 主系列後

- 赤色巨星になる理由

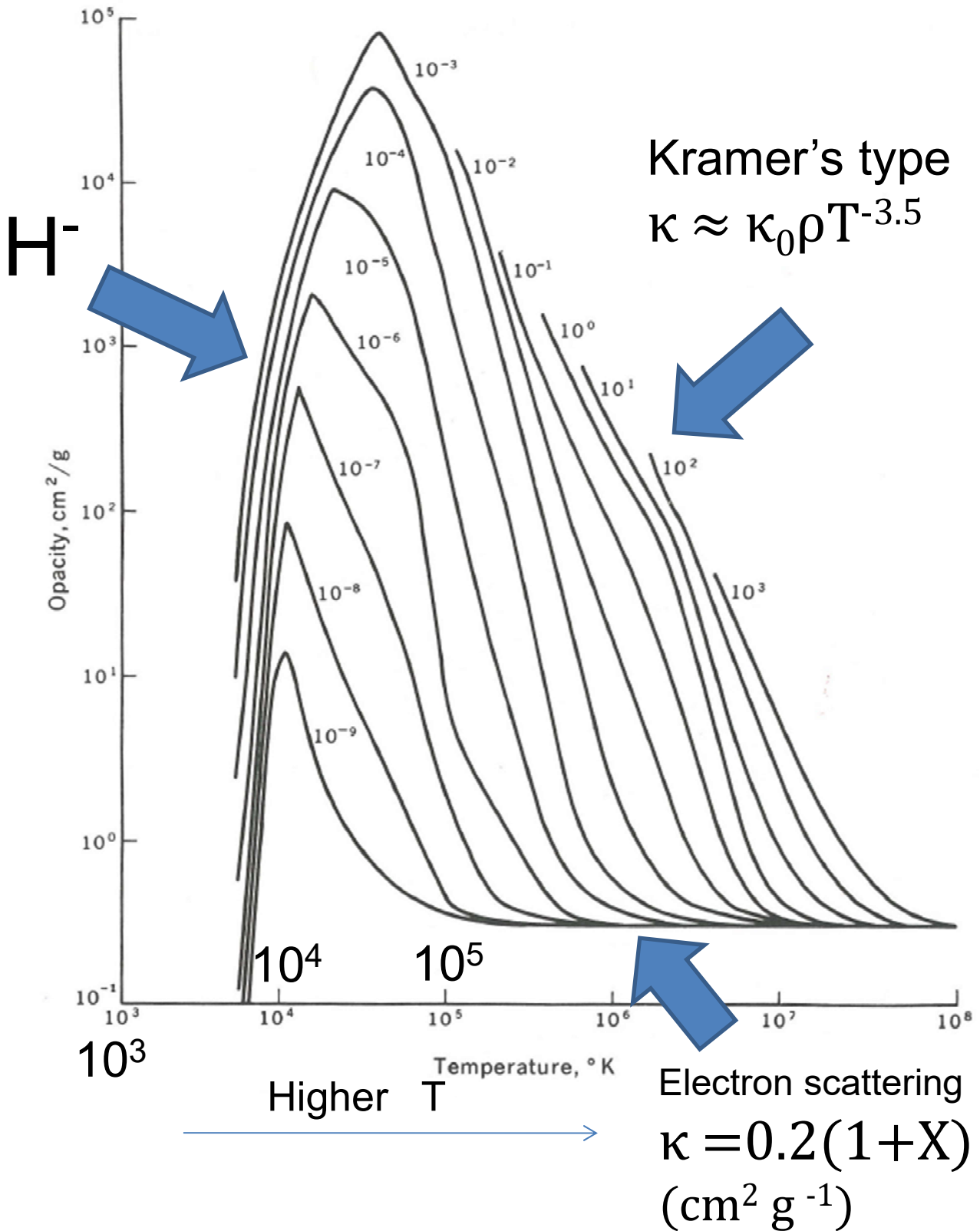
- 水素が燃え尽きると中心で
- 外側で残っている水素が
- ヘリウム中心核が収縮、温度が上がり余分な
- 外層が膨張、温度が下がる
  - ガス不透明度上がる(ク)
  - 放射では熱が運べない
- ヘリウム核が大きくなる



- Hayashi (林) line

- Fully convective star
- HR図の禁止領域
- 数値計算例

# Opacity



# 星の大気

- 星の最外層。重要だが結構難しい
  - 密度が低すぎて対流の効率が悪い  $\Rightarrow$  Mixing Length Theory
  - 物質が部分電離（星の中は完全電離）  $\Rightarrow$  Saha の式
- などのため、内側のHenyeey法で解く部分とは別に大気積分を計算する人が多い
- 外の境界条件は $m=M$ ,  $r=R$ ,  $T=0$ ,  $P=0$  (zero condition)として、最外部は $r=R=一定$ 、 $L=一定$ 、 $m=M=一定$ の仮定で photosphere (光球) まで積分。  
(光球より外はRadiative)



## Atmospheric equation

It is assumed  $L = \text{const.}$ ,  $M = \text{const.}$  in an atmosphere. From hydrostatic and energy transfer equations, the equations for radiative atmosphere is

$$\frac{dT}{dP} = \frac{3\kappa L}{16\pi acGM} \frac{1}{T^3} \quad (1.21)$$

If it can be written as

$$\kappa = \kappa_0 P^a T^b \quad (\kappa_0 = \text{const})$$

$$T^{4-b} \propto (L/M) (P^{1+a} + C)$$

when  $P \rightarrow 0$ ,  $T \rightarrow 0$

(Radiative Zero boundary condition)

$$P = \text{Const.} \left( \frac{M T^{4-b}}{L} \right)^{\frac{1}{a+1}} \quad (1.22)$$

# Photosphere of a star

$$\text{Optical depth : } \tau \equiv \int_R^{\infty} \kappa \rho \, dr = \bar{\kappa} \int_R^{\infty} \rho \, dr$$

$$\text{@ photosphere, } \tau = \frac{2}{3}$$

Mean opacity

$$\begin{aligned} P_{r=R} &= \int_R^{\infty} g \rho \, dr = g_0 \int_R^{\infty} \rho \, dr \\ &= \frac{GM}{R^2} \frac{2}{3} \frac{1}{\bar{\kappa}} \quad (1.20) \end{aligned}$$

$$(g = g_0 = GM/R^2 = \text{const})$$

@ photosphere,

Effective temperature  $T_{\text{eff}} = T_{r=R}$  &

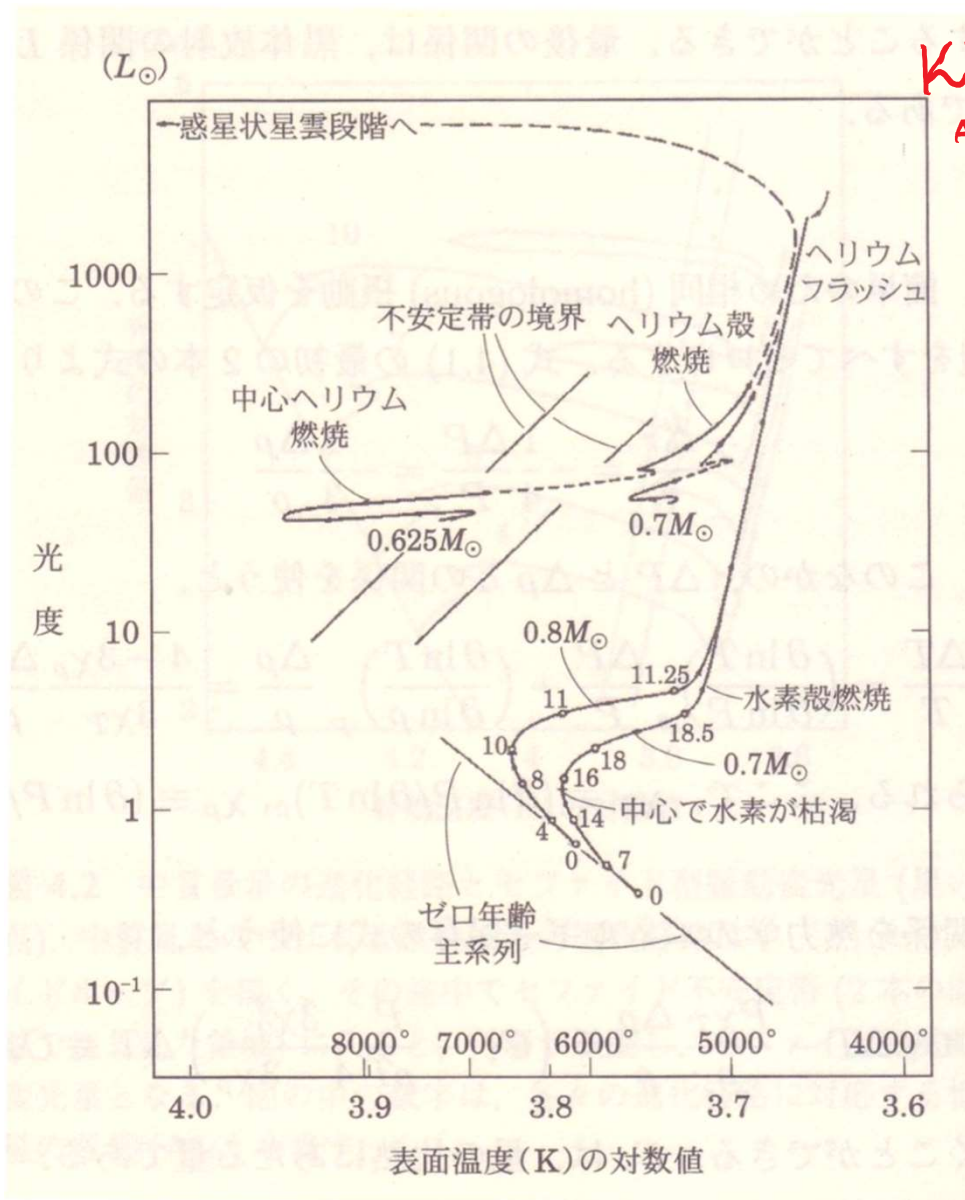
$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4$$

# He burning (after became a RG)

- $M < \sim 2M_{\odot}$

- Electrons are degenerate
- Helium runaway burning (He Flash)
- 膨張、ヘリウム安定燃焼
  - クランプ星、水平分枝星
  - セファイド不安定帯、RRライリ型変光星

$\kappa \times \rho = \text{定数}$   
  
 $\kappa?$   
 $T, \rho \uparrow$   
 $T, \rho \downarrow$



## ヘリウムフラッシュ

- 小質量星のヘリウム燃焼前
  - 重力収縮で密度大、電子縮退
  - 圧力が温度に依存しない
  - ヘリウム燃焼開始、温度上昇
  - 圧力増えない、膨張しない
  - ヘリウム燃焼暴走
- ヘリウムフラッシュはヘリウム中心核の質量が約 $0.5M_{\odot}$ になったときに起きる。
  - 星の光度はヘリウム核の大きさでほぼ決まるため、水平分枝星の光度はどれもほぼ同じで 約 $3000L_{\odot}$
  - 星の色は組成によって異なり、金属量の小さい銀河ほどHR図上で水平分枝が発達する。

中質量星の場合(ヘリウム中心核の重力収縮)とは少し異なる。小質量星の中心密度は大きいので、主系列段階後ある程度重力収縮するとヘリウム中心核で電子が縮退し、電子の縮退圧が優勢になる。縮退圧は温度に依存せず、密度の $5/3$ 乗( $\rho \lesssim 10^9 \text{ g cm}^{-3}$ )に比例する。圧力が温度に依存しないので、ヘリウム中心核内では密度勾配から生じる圧力勾配で自己重力が支えられ、ほぼ等温となる。そのためヘリウム中心核の重力収縮は止まり、ヘリウム中心核内部の密度分布は近似的に指数が $1.5$ のポリトロープ<sup>1)</sup>で表されるようになる。

中心核の平均密度は外層の密度に比べて非常に大きく、密度はヘリウム中心核の境界、つまり水素燃焼殻を境にして外側に向かって急激に減少する。そのため、近似的にヘリウム中心核が指数 $1.5$ の単独ポリトロープ球とみなすことができ、その半径が質量の $(-1/3)$ 乗に比例するという関係が存在する。したがって、水素燃焼殻のはたらきで、ヘリウム中心核質量 $M_c$ が大きくなると、その半径は、 $M_c^{-1/3}$ に比例して小さくなっていく。ヘリウム中心核の半径が小さくなり、水素燃焼殻の中心からの距離が減少すると温度が上昇し、エネルギー発生率が大きくなるので、赤色巨星枝に沿っての光度が大きくなっていく。このように、小質量赤色巨星枝進化の光度は、ほとんどヘリウム中心核の質量だけで決まり、全体の質量にはあまり依存しない。

## 4.2 ヘリウム燃焼

### 4.2.1 セファイドループ

質量が約 $2M_\odot$ よりも大きい星では、ヘリウム中心核が重力収縮してゆき中心温度が約 $1$ 億度になってヘリウム燃焼が始まる際、電子の縮退が起こっていないため、フラッシュ<sup>2)</sup>のような急激な現象は起こらない。ヘリウム中心核の重力収

<sup>1)</sup> 圧力と密度との間に  $P = K\rho^{1+\frac{1}{n}}$  のポリトロープ関係を仮定して、静水圧平衡の微分方程式(3.3)(3.4)を(数値的に)解いて得られる構造をポリトロープ球という。ここで、 $K$ は定数であり、 $n$ はポリトロープ指数といわれる。

<sup>2)</sup> 核融合反応が暴走して、短い時間に膨大なエネルギーが発せられる現象をフラッシュという。電子が縮退した状態、または、薄い殻で起こるために、圧力が温度に依存しない状況となっており、核融合反応が起こり始めると、温度が上昇しても圧力が不変のため膨張がおこらず温度が下がらないので核融合反応が暴走する。多くの場合、フラッシュで発生した膨大なエネルギーは外層に吸収され、恒星表面には出てこない。

縮によって中心温度が上昇するとともに、水素燃焼殻からのエネルギー発生率が増加していくので、星の光度も上昇していく。中心でヘリウム燃焼がはじまり、エネルギーが発生しはじめると、ヘリウム中心核の収縮が止まり、吸収したエネルギーによって膨張を始める。ヘリウム中心核が膨張すると水素燃焼殻の温度が下がり、エネルギー発生率が下がる。そのため、ヘリウム燃焼の点火によって星の光度は少し減少する。

ヘリウム中心核の膨張によって中心温度が調整され、中心でのヘリウム燃焼とヘリウム中心核の周りでの水素燃焼殻の二つのエネルギー発生源をもつ構造となる。ヘリウム燃焼の温度依存性は $T^{25}$ 程度で、CNOサイクルの場合よりも温度依存性が高いので、中心部には対流が発生する。ヘリウム燃焼によって、対流中心核内のヘリウムが炭素・酸素に変わっていくにしたがって、星はHR図上、光度はあまり変化させないでループを描く進化経路をたどる。このループは質量が大きいかほど発達する。また、外層での重元素含有量が少ないほうが長いループをえがく傾向がある。このループが十分長くてセファイド不安定帯を横切ると、その段階で星の外層は脈動をし、セファイド型脈動変光星となる(図4.2参照)。そのため、このループはセファイドループといわれる。

対流中心核内でヘリウムが枯渇すると中心ヘリウム燃焼段階が終了し、星はHR上赤色巨星領域にもどる。質量が約 $8M_\odot$ よりも大きい場合は、その後、形成された炭素酸素中心核が重力収縮して温度が上昇し、炭素燃焼が起こる。一方これよりも質量が小さい場合は炭素酸素中心核で電子が縮退するため炭素燃焼は起こらず、漸近巨星枝星となる(4.3節)。

### 4.2.2 熱的不安定性とヘリウムフラッシュ

質量が約 $2M_\odot$ よりも小さい場合は、主系列段階終了後のヘリウム中心核の重力収縮によって密度が大きくなり、ヘリウム燃焼が始まる前には電子が縮退した状態になっている。電子が縮退した状態では、圧力が温度に依存しないので、ヘリウム燃焼が始まって温度が上昇しても圧力が変化せず膨張が起こらない。そのためヘリウム燃焼が暴走してヘリウムフラッシュが起こる。この現象は、電子が縮退した状態ではヘリウム燃焼をとまらぬ構造が熱的に不安定であることから起こる。

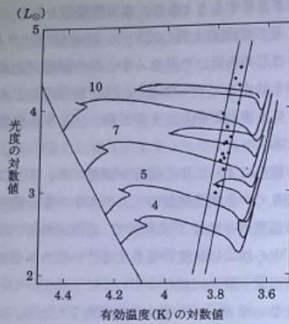


図 4.2 中質量星の進化経路とセファイド型脈動変光星(黒い点)。中質量星のヘリウム燃焼段階の進化経路はループ(セファイドループ)を描く。その途中でセファイド不安定帯(2本の直線で挟まれた領域)に入ると、外層が脈動し、セファイド型脈動変光星となる。図の中の数字は、各々の進化経路に対応する恒星の質量 ( $M_{\odot}$ ) を表す。

構造の熱的安定性は式(3.58)の変数にゆらぎを加え、 $P \rightarrow P + \Delta P, S \rightarrow S + \Delta S$  などとし、ゆらぎについて1次の項までを残した式;

$$\begin{aligned} \frac{d}{dM_r} \left( \frac{\Delta P}{P} \right) &= -\frac{d \ln P}{dM_r} \left( 4 \frac{\Delta r}{r} + \frac{\Delta P}{P} \right), \\ \frac{d}{dM_r} \left( \frac{\Delta r}{r} \right) &= -\frac{d \ln r}{dM_r} \left( 3 \frac{\Delta r}{r} + \frac{\Delta \rho}{\rho} \right), \\ \frac{d}{dM_r} \left( \frac{\Delta T}{T} \right) &= \frac{d \ln T}{dM_r} \left[ \frac{\Delta L_r}{L_r} + (\kappa_T - 4) \frac{\Delta T}{T} + \kappa_\rho \frac{\Delta \rho}{\rho} - 4 \frac{\Delta r}{r} \right], \\ \frac{d}{dM_r} \left( \frac{\Delta L_r}{L_r} \right) &= \frac{\varepsilon_n}{L_r} \left( \varepsilon_T \frac{\Delta T}{T} + \varepsilon_\rho \frac{\Delta \rho}{\rho} - \frac{\Delta L_r}{L_r} \right) - \frac{sT}{L_r} \Delta S \end{aligned} \quad (4.1)$$

を解くことによって検証することができる。ここで、ゆらぎの時間的変化は  $\exp(st)$  で表されるとした ( $s > 0$  のとき、熱的に不安定)。また、 $\kappa_T \equiv (\partial \ln \kappa / \partial \ln T)_\rho$ ,  $\kappa_\rho \equiv (\partial \ln \kappa / \partial \ln \rho)_T$ ,  $\varepsilon_T \equiv (\partial \ln \varepsilon / \partial \ln T)_\rho$ ,  $\varepsilon_\rho \equiv (\partial \ln \varepsilon / \partial \ln \rho)_T$  である。境界条件は中心で  $\Delta r = 0$  と  $\Delta L_r = 0$ , 表面で  $\Delta P = 0$  と  $\Delta L / L = 2\Delta R / R +$

$4\Delta T / T$  とすることができる。最後の関係は、黒体放射の関係  $L \propto R^2 T^4$  の1次摂動の式である。

相同摂動

ここでは、簡単のため相同 (homologous) 摂動を仮定する。この仮定では、式(4.1)の左辺をすべてゼロにする。式(4.1)の最初の2本の式より、

$$\frac{\Delta r}{r} = -\frac{1}{4} \frac{\Delta P}{P} = -\frac{1}{3} \frac{\Delta \rho}{\rho} \quad (4.2)$$

が得られる。このなかの、 $\Delta P$  と  $\Delta \rho$  との関係を使うと、

$$\frac{\Delta T}{T} = \left( \frac{\partial \ln T}{\partial \ln P} \right)_\rho \frac{\Delta P}{P} + \left( \frac{\partial \ln T}{\partial \ln \rho} \right)_P \frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{4 - 3\chi_\rho}{3\chi_T} \frac{\Delta \rho}{\rho} \quad (4.3)$$

の関係が得られる。ここで、 $\chi_T \equiv (\partial \ln P / \partial \ln T)_\rho$ ,  $\chi_\rho \equiv (\partial \ln P / \partial \ln \rho)_T$  の記号を使った。

これらの関係を熱力学のエネルギー保存の式に使うと、

$$T \Delta S = C_V \Delta T - \frac{P \chi_T}{\rho} \frac{\Delta \rho}{\rho} = \left( C_V - \frac{P}{\rho T} \frac{3\chi_T^2}{4 - 3\chi_\rho} \right) \Delta T \equiv C_* \Delta T \quad (4.4)$$

のように書くことができる。 $C_*$  は、星の比熱にあたる量である。ガスの状態が理想気体 + 放射圧で表されるとすると、 $\chi_T = 4 - 3\beta$ ,  $\chi_\rho = \beta$  ( $\beta \equiv P_{\text{gas}}/P$ ) で、 $C_* = -\frac{3}{2} \beta P / (\rho T) < 0$  となり、負の比熱を持つ。つまり、星はエネルギーを得ると(膨張して)温度を下げる。

一方、電子の縮退したガスでは、 $\frac{5}{3} \geq \chi_\rho > \frac{4}{3}$  なので、 $C_* > 0$  であり、通常の物質の場合と同様にエネルギーを得ると、温度が上昇する。

相同摂動の近似のもとでの式(4.1)の後の2本の式に式(4.3)式(4.4)を使うと  $s$  について解くことができ、

$$s = \frac{\varepsilon_n}{C_* T} \left[ \varepsilon_T + \kappa_T - 4 + \frac{\chi_T (3\varepsilon_\rho + 3\kappa_\rho + 4)}{4 - 3\chi_\rho} \right] \quad (4.5)$$

が得られる。典型的な  $\kappa_T$  と  $\kappa_\rho$  の値はそれぞれ  $\sim -3$  と  $\sim 1$  であり、ヘリウム燃焼の場合  $\varepsilon_T \sim 25$  であるので、上の式の[...]は正の値を持つ。電子が縮退していないガスでは  $C_* < 0$  なので、 $s < 0$  となり、この場合にはヘリウム燃焼が

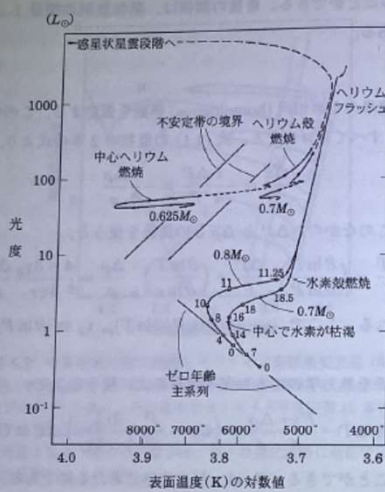


図 4.3 小質量星の進化。小質量星は主系列進化後ヘリウム中心核で電子が縮退する。水素燃焼殻によりヘリウム中心核の質量が増加するとともに明るくなっていく(進化経路上の白丸のそばの数字は、その点まで進化するのに経過する時間(10億年単位)を表す)。ヘリウム中心核の質量が約  $0.5M_{\odot}$  になると、中心付近の温度が  $\sim 10^8$  K となりヘリウム燃焼が急激にはじまり、ヘリウムフラッシュを起こす。ヘリウムフラッシュによって中心核が膨張して電子の縮退が解け、安定なヘリウム燃焼段階にはいる。外層の重元素組成が太陽と同程度の種族 I の星の場合、ヘリウム燃焼段階は HR 図上赤色巨星枝の近くに位置し、クランプ星といわれる。一方、重元素含有量の少ない種族 II の星は比較的高温領域に位置し、水平分枝星といわれる。水平分枝星がセファイド不安定帯のなかに位置すると RR ライリ型変光星となる。ヘリウム燃焼段階終了後、光度を上昇させ漸近巨星枝星となる。その後外層のほとんどを失って、白色矮星へと進化する (Iben 1991, *ApJS*, 76, 55)。

熱的に安定である。一方、電子が縮退しているガスでは  $C_p > 0$  なので熱的に不安定である。そのため、電子が縮退した状態で温度が約 1 億度になりヘリウム燃焼が点火すると、熱的暴走、ヘリウムフラッシュが起こる。

ヘリウムフラッシュが起こると、中心温度が急激に上昇する。十分温度が高くなると電子の縮退がゆるんで、圧力の温度依存性が回復するため、中心核が膨張して温度が下がる。最終的には近似的に理想気体で表されるガスの状態となり、熱的に安定な中心ヘリウム燃焼段階(水平分枝星またはクランプ星)の構造となる。ヘリウムフラッシュは、ヘリウム中心核の質量が約  $0.5M_{\odot}$  になったときに起こり、その際の星の光度は約  $3000L_{\odot}$  であるが、ヘリウムフラッシュによって中心核が膨張し水素燃焼殻温度が下がりエネルギー発生率が下がるので光度が急激に減少し、安定なヘリウム燃焼が始まる際の光度は約  $50L_{\odot}$  である<sup>43</sup>。

### 4.2.3 水平分枝星

水平分枝星は、ヘリウム燃焼が起こっている対流中心核、その外側  $M_r \sim 0.5M_{\odot}$  まで広がるヘリウム層、それを取り囲む水素燃焼殻、およびその外側のおもに水素とヘリウムとからなる外層からなる。

ヘリウム燃焼によって対流核内で炭素・酸素含有量が増加するとガスの不透明度が増加し、放射温度勾配  $\nabla_{\text{rad}}$  が大きくなる。このような状況では対流核の境界での混合により、境界が放射層に広がっていくため、対流核に含まれる質量が進化とともに増加し、境界には元素組成の不連続が発生する。ある程度進化が進んだ段階で、対流核内で、 $\nabla_{\text{rad}}$  に極小が出現し外側に向かって大きくなる状況が現れる。このような場合、 $\nabla_{\text{rad}}$  に極小が現れる層よりも外側では、外側に向かって炭素・酸素含有量が減少する半対流層が発達する。半対流層内では、 $\nabla_{\text{rad}} = \nabla_{\text{ad}}$  に保たれ、対流不安定性に対して中性に保たれている。逆にいうと、そこまでしか混ぜられないので、半対流層となるといえる(図 4.4, 4.5 参照)。

水平分枝星の光度は、中心のヘリウム燃焼と水素燃焼殻でのエネルギー発生率で決まる。そのエネルギー発生率はヘリウム中心核の質量で決まっている。ヘリウム中心核の質量がヘリウムフラッシュの起こる時点の質量で、どの水平分枝星でもほぼ同じなので、水平分枝星の光度は、その星が主系列段階で持っていた質

<sup>43</sup> 4.3 節参照。

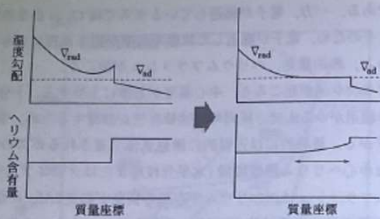


図 4.4 ヘリウム燃焼対流核で半対流が発生する機構の概念図。右側の図で ←→ が半対流の領域を示している。

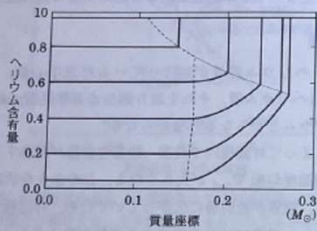


図 4.5 水平分枝星モデル ( $0.66M_{\odot}, Z = 0.001$ ) 内部のヘリウム含有量分布の進化に伴う変化。ヘリウム燃焼によってヘリウム含有量が減少し対流核の質量が大きくなっていき、ある段階以後では半対流が発達していく (A.V. Sweigart & P.G. Croce 1974, *ApJ*, 190, 101)。

量にはほとんど依存しない。しかし、表面温度 (半径) は外層の質量と重元素量によって敏感に変わり、外層の質量が大きいほど、また、重元素含有量が多いほど表面温度が低い。重元素量の少ない (種族 II) の星からなる球状星団の HR 図にはよく発達した水平分枝が見られる (図 4.6) が、重元素量が太陽程度の (種族 I) の星からなる散開星団には見られない。それは、後者では、小質量星のヘリウム燃焼段階での星の外層の重元素量が大きくガスの不透明度が大きいため、半径

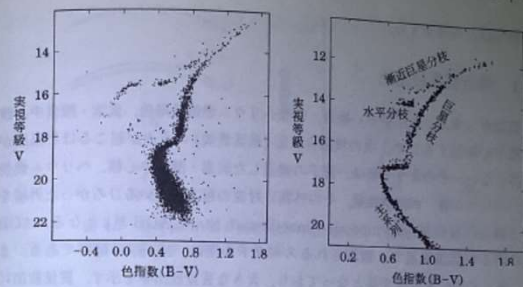


図 4.6 球状星団 M3 (左) と 47 Tuc (右) の HR 図。47 Tuc は M3 よりも重元素量が多く水平分枝が短い (M3 の水平分枝で  $0.2 \leq B-V \leq 0.4$  に星がないのは、そこに位置する RR ライリ型変光星がプロットされていないためである) (M3: Fusi Pecci et al. 1992, *AJ*, 104, 1831; 47 Tuc: Hesser et al. 1987, *PASP*, 99, 739)。

が大きく表面温度が低いので、HR 図上ではほとんど赤色巨星枝の位置にあるからである。それらの星はクランプ星といわれる。

球状星団の水平分枝星の HR 図上の表面温度の広がりを再現するには、質量が  $\sim 0.6M_{\odot}$  (外層の質量は  $\sim 0.1M_{\odot}$ ) 程度で、10% 程度のばらつきが必要である。球状星団の主系列星の最大質量 (主系列をいま離れようとしている星の質量) は約  $0.8M_{\odot}$  なので、星は、主系列段階終了後から、ヘリウムフラッシュを経験して水平分枝星になるまでに、 $\sim 0.2M_{\odot}$  程度の質量を失っていないとしない。その質量損失は赤色巨星段階での星風による。個々の星にばらつきがあるのは、星の自転、磁場の強さなどにばらつきがあるために星風による質量損失量に差がでるためと考えられている。

HR 図上、セファイド不安定帯が水平分枝を横切るところでは、星の外層が不安定になり脈動が起こる。そのような脈動変光星は RR ライリ型変光星である。水平分枝星の光度はほぼ一定なので、RR ライリ型変光星の周期はみな類似しており、約 0.5 日である。RR ライリ型変光星の光度は、球状星団の距離の決定に



## Ledoux条件 (KH P.49)、MLT

$$\nabla_{rad} = \left( \frac{d \ln T}{d \ln P} \right)_{rad} = \frac{3}{16\pi acG} \frac{\kappa L P}{m T^4}$$

$\nabla_{rad}$ : エネルギーを全部 radiation で流したときの勾配

$$\nabla = \left( \frac{d \ln T}{d \ln P} \right): \text{実際の勾配}$$

一般には  $\nabla \neq \nabla_{rad}$

The radiation layer is stable if

$$\nabla_{rad} < \nabla_{ad} + \frac{\varphi}{\delta} \nabla_{\mu} \quad (\text{Ledoux criterion})$$

In chemically homogeneous region ( $\nabla_{\mu} = 0$ )

$$\nabla_{rad} < \nabla_{ad} \quad (\text{Schwarzschild criterion})$$

\* Mixing length theory (KH P.62)

5 equations (7.1, 7.2, 7.6, 7.7, 7.11)

for 5 quantities,  $F_{rad}$ ,  $F_{con}$ ,  $v$ ,  $\nabla_e$ ,  $\nabla$

$$DT = \left[ \left( \frac{dT}{dr} \right)_e - \left( \frac{dT}{dr} \right)_s \right] \Delta r = -\frac{T}{H_p} (\nabla_e - \nabla) \Delta r \quad (6.19)$$

$$H_p = -\frac{dr}{d \ln P} = -P \frac{dr}{dP} = \frac{P}{\rho g} \quad (\text{pressure scale height})$$

### 4.2.3 水平分枝星

水平分枝星は、ヘリウム燃焼が起こっている対流中心核、その外側  $M_r \sim 0.5M_\odot$  まで広がるヘリウム層、それを取り囲む水素燃焼殻、およびその外側のおもに水素とヘリウムとからなる外層からなる。

ヘリウム燃焼によって対流核内で炭素・酸素含有量が増加するとガスの不透明度が増加し、放射温度勾配  $\nabla_{\text{rad}}$  が大きくなる。このような状況では対流核の境界での混合により、境界が放射層に広がっていくため、対流核に含まれる質量が進化とともに増加し、境界には元素組成の不連続が発生する。ある程度進化が進んだ段階で、対流核内で、 $\nabla_{\text{rad}}$  に極小が出現し外側に向かって大きくなる状況が現れる。このような場合、 $\nabla_{\text{rad}}$  に極小が現れる層よりも外側では、外側に向かって炭素・酸素含有量が減少する半対流層が発達する。半対流層内では、 $\nabla_{\text{rad}} = \nabla_{\text{ad}}$  に保たれ、対流不安定性に対して中性に保たれている。逆にいうと、そこまでしか混ぜられないので、半対流層となるといえる (図 4.4, 4.5 参照)。

水平分枝星の光度は、中心のヘリウム燃焼と水素燃焼殻でのエネルギー発生率で決まる。そのエネルギー発生率はヘリウム中心核の質量で決まっている。ヘリウム中心核の質量がヘリウムフラッシュの起こる時点の質量で、どの水平分枝星でもほぼ同じなので、水平分枝星の光度は、その星が主系列段階で持っていた質

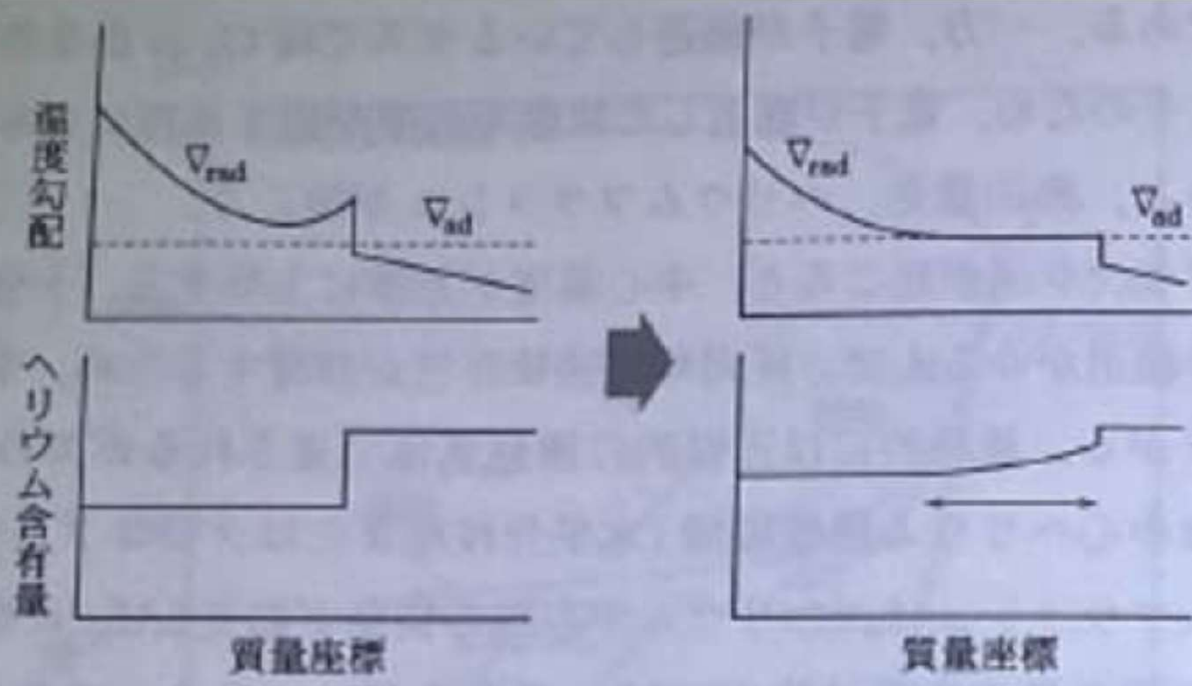
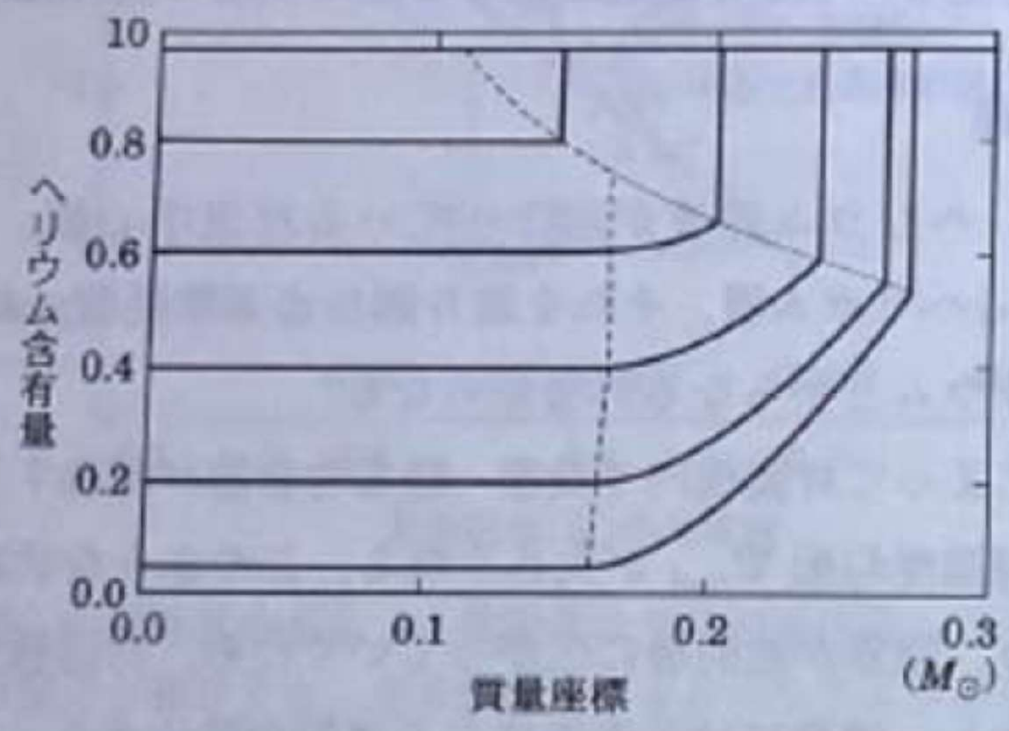
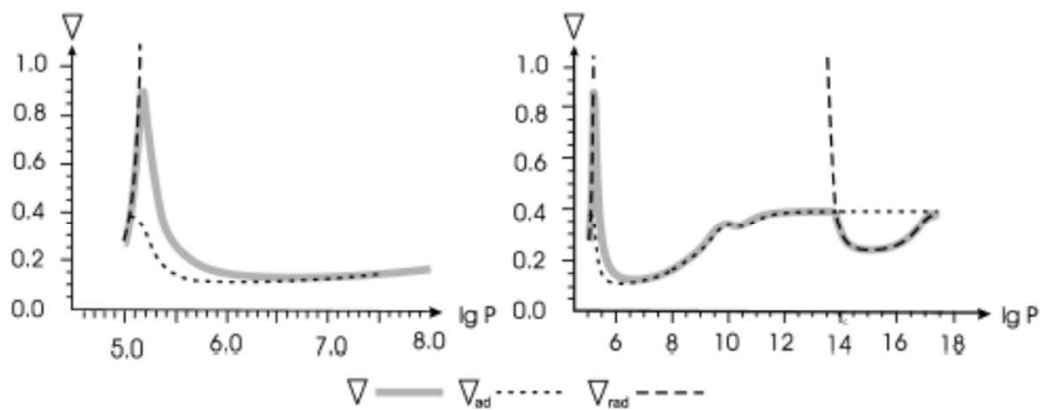


図 4.4 ヘリウム燃焼対流核で半対流が発生する機構の概念図。右側の図で  $\longleftrightarrow$  が半対流の領域を示している。

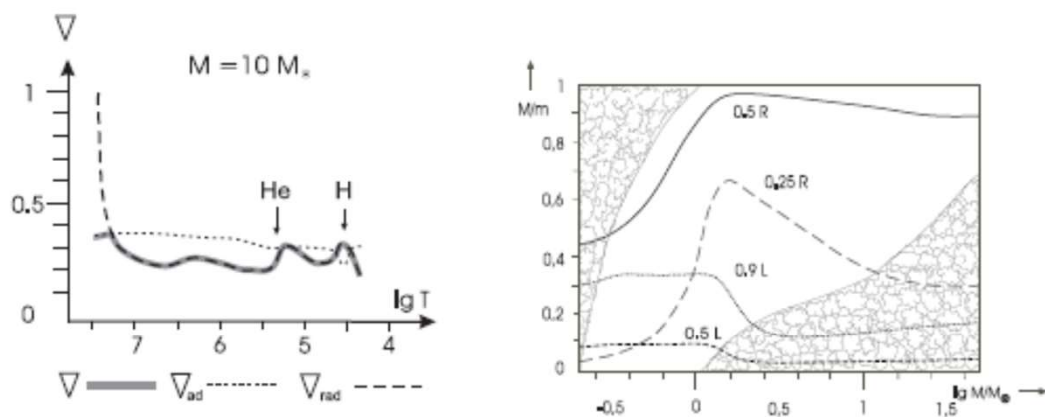


Using MLT the various gradients for the Sun look like this:

(KH p.337)



...and for a  $10M_{\odot}$  star they are shown on the left; the right panel displays the convective regions along the zero-age main-sequence



## He burning ( $M > \sim 2M_{\odot}$ )

- (After RG)
  - 非縮退 (フラッシュ起きない)
  - ヘリウム燃焼開始、エネルギー吸収
  - 中心核膨張、光度下がる
  - 中心部対流
  - 殻燃焼弱まり、外層の対流消える
  - 赤色巨星から離れる (HR図でループ)
  - セファイド不安定帯横切る
  
  - セファイド型脈動変光星
  - セファイドループ
  
  - 中心ヘリウム枯渇、赤色巨星に戻る
  - AGB (漸近巨星枝) 星へ

# 星の進化: $M \sim 7 M_{\odot}$

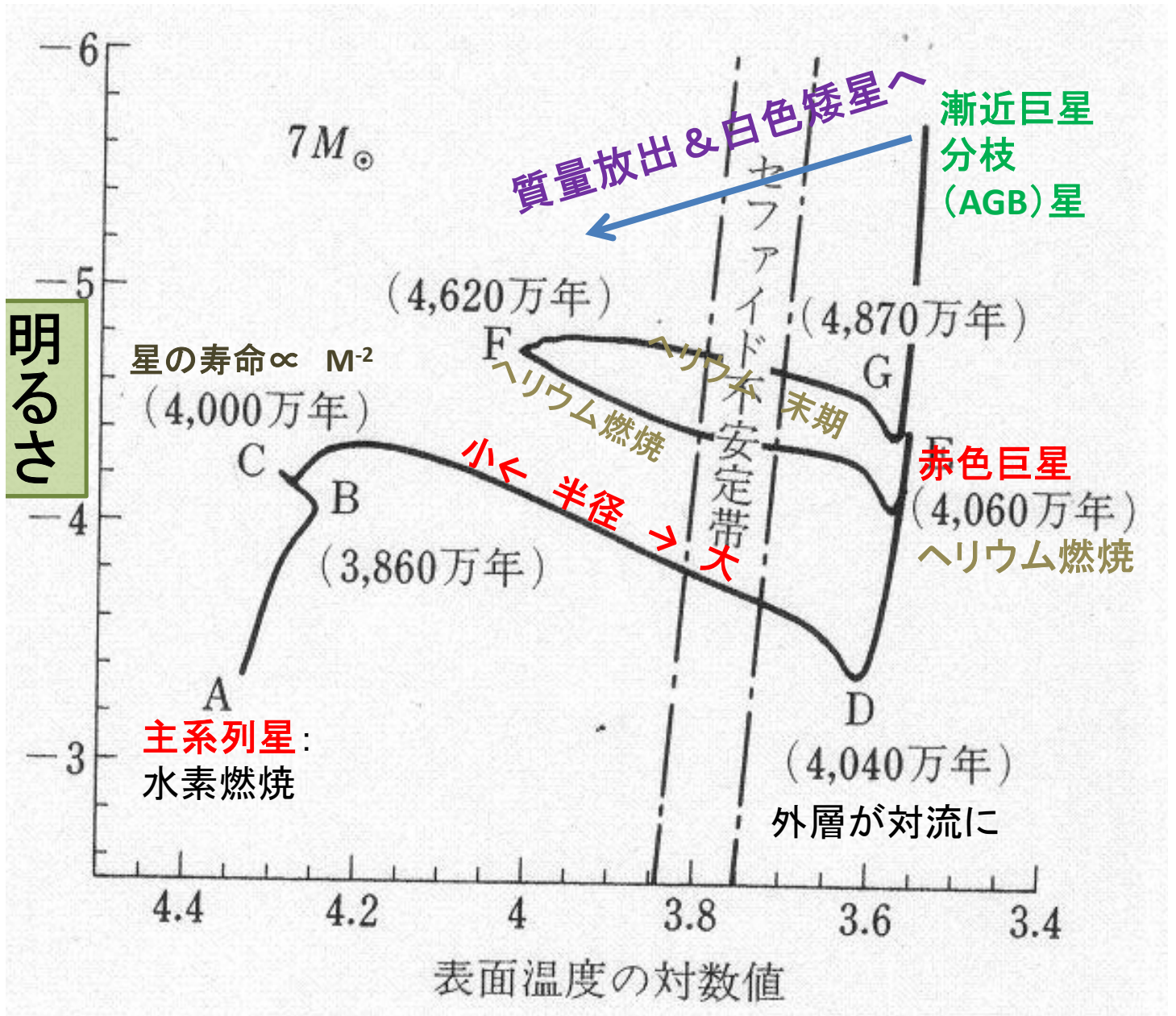
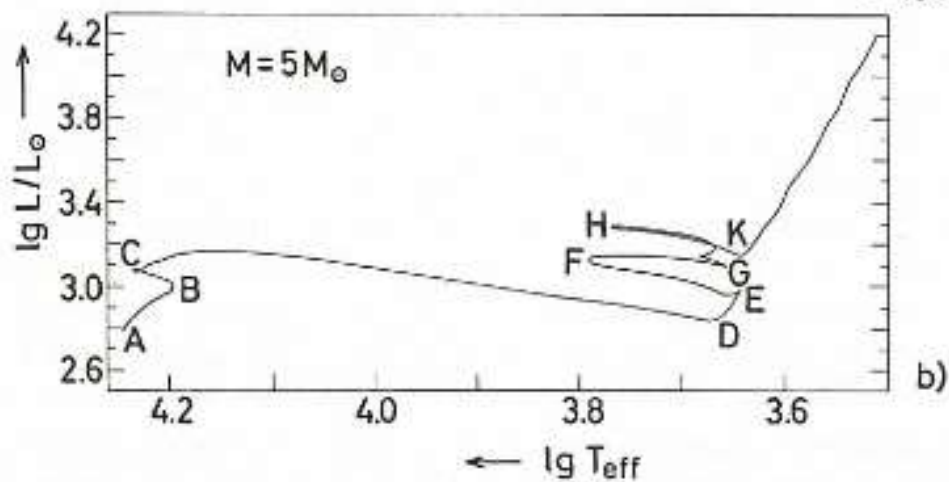
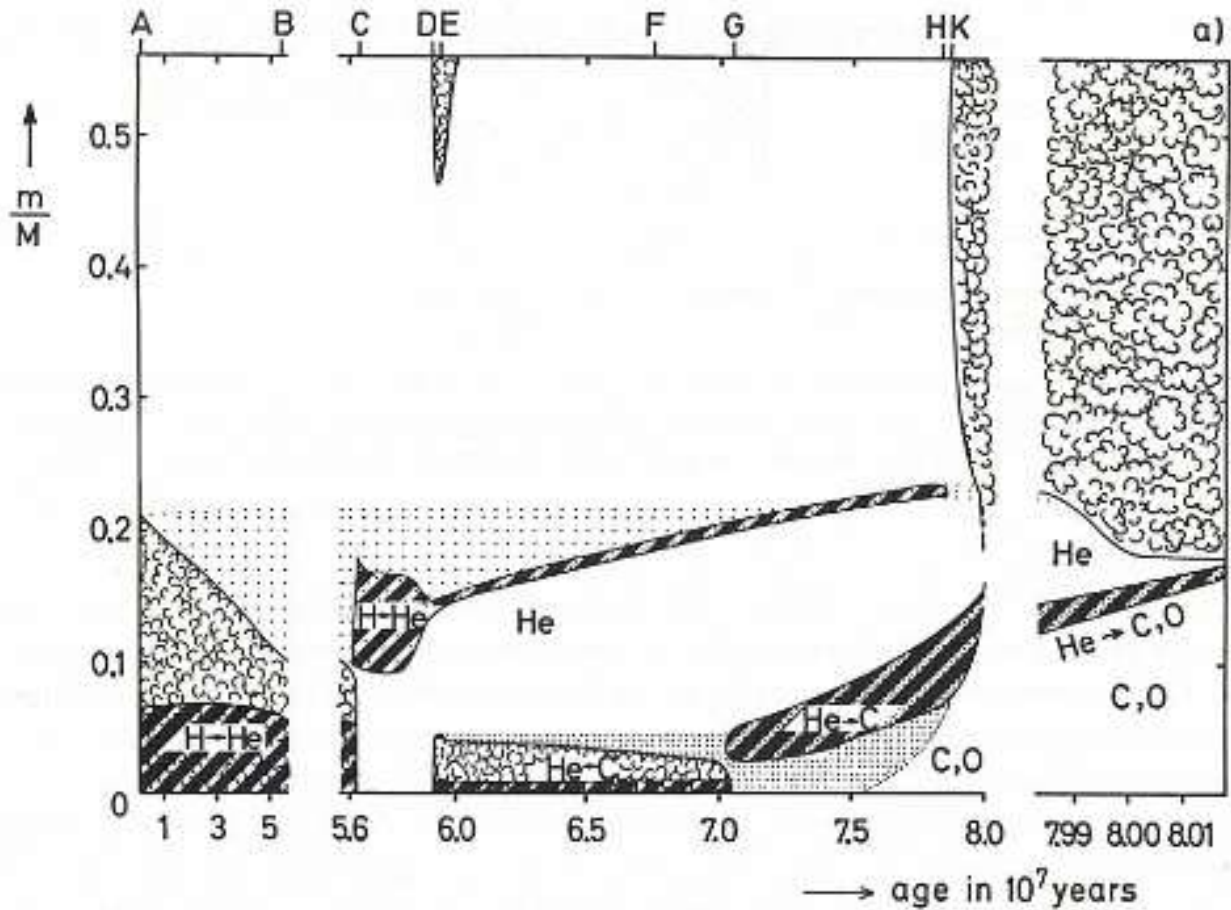
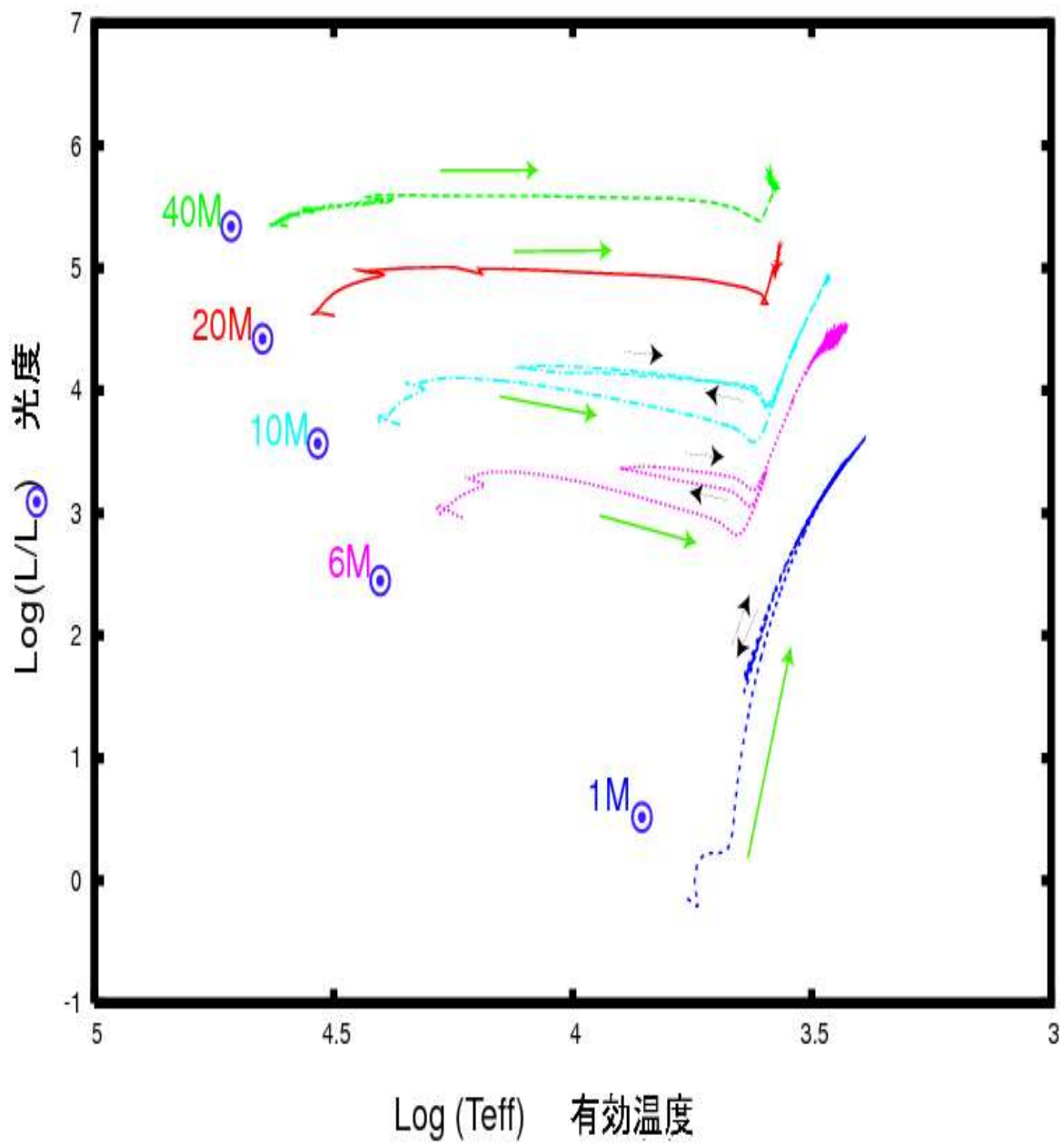


図: 星の進化 (齊尾1992) より

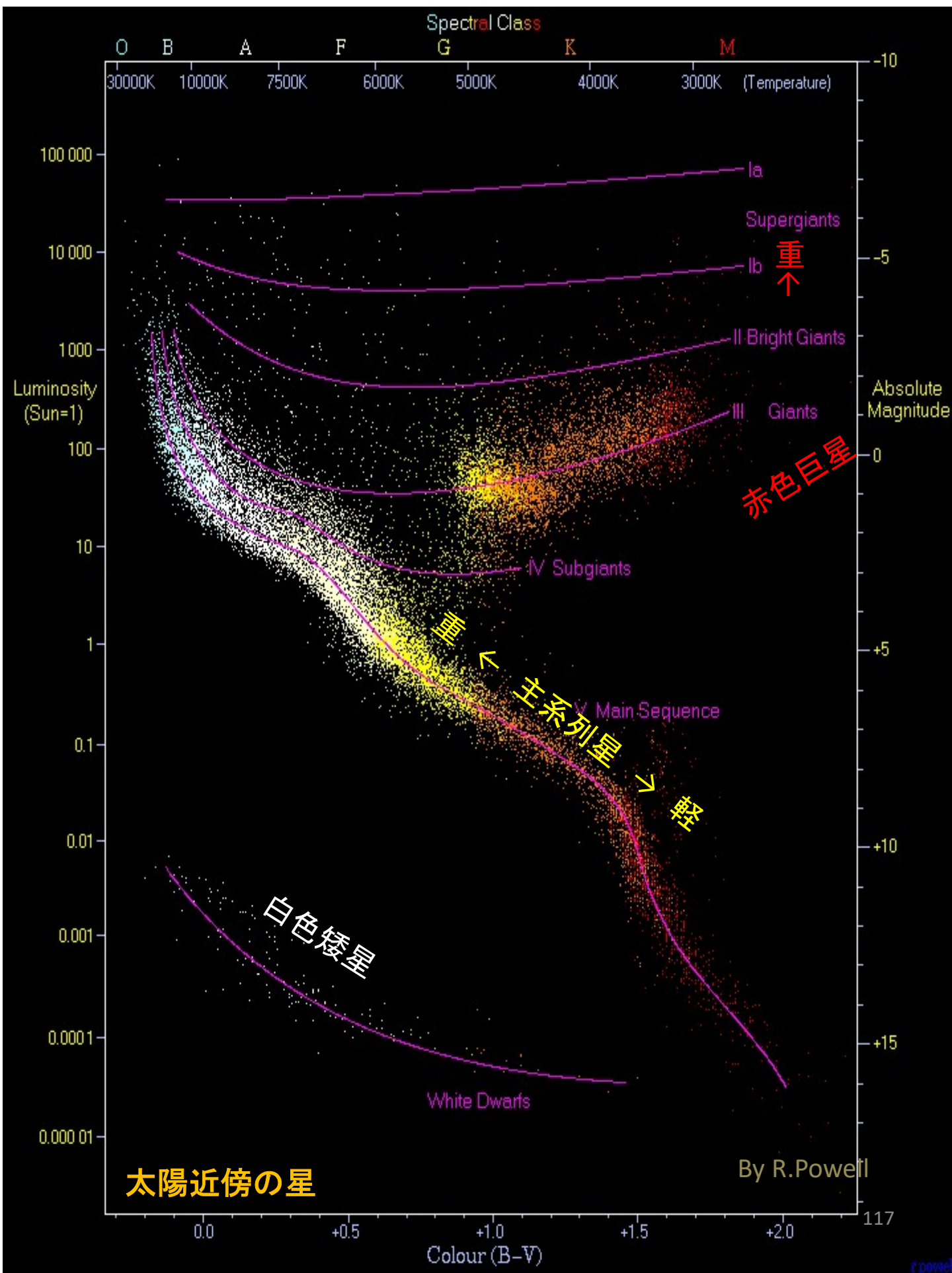
# Burning and convective regions M = 5M<sub>⊙</sub> model



# HR-diagram , mass dependence



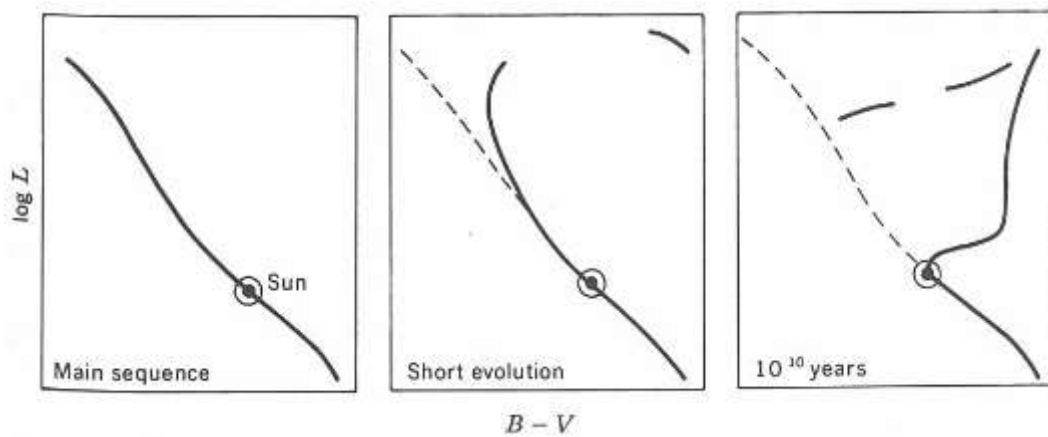
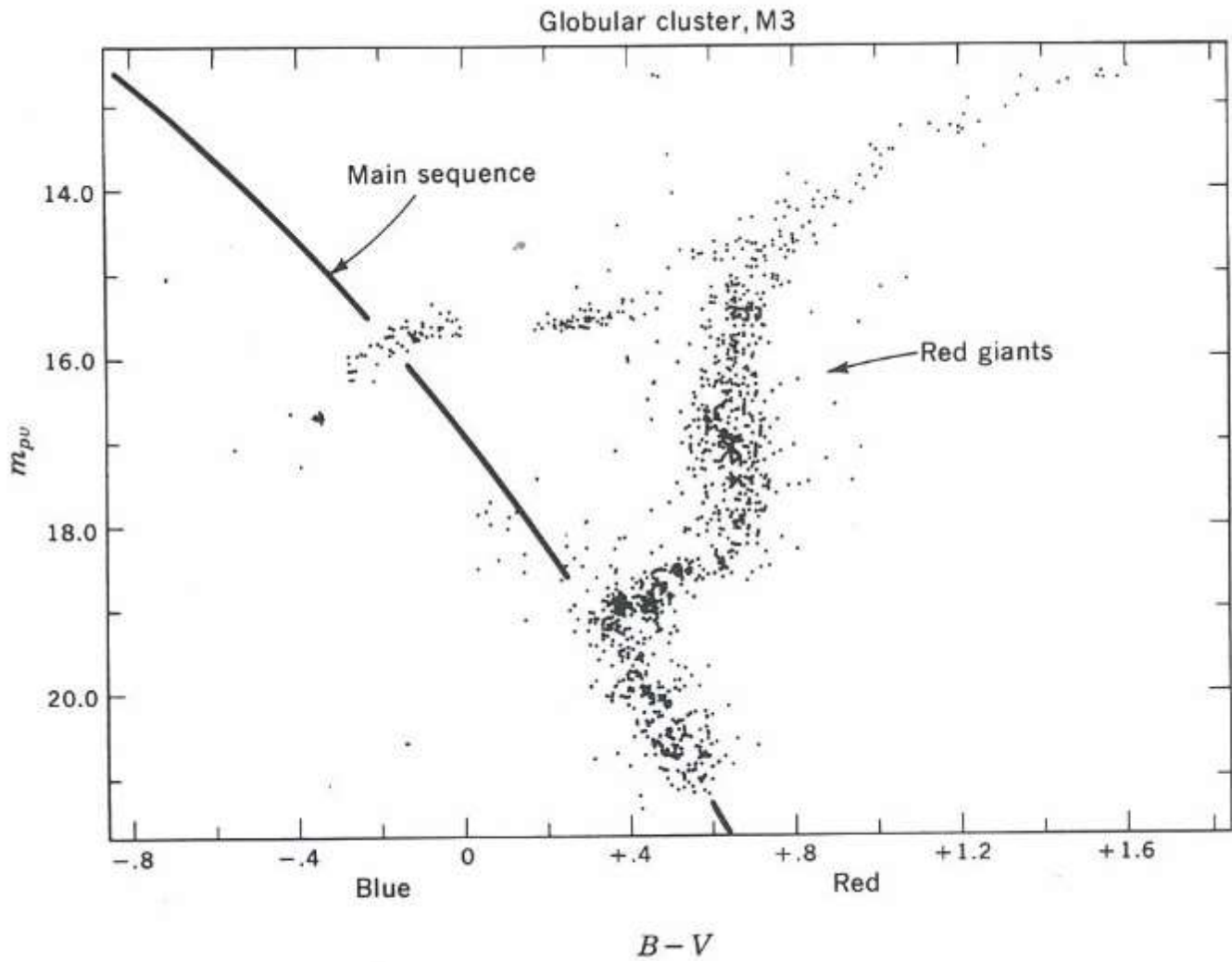




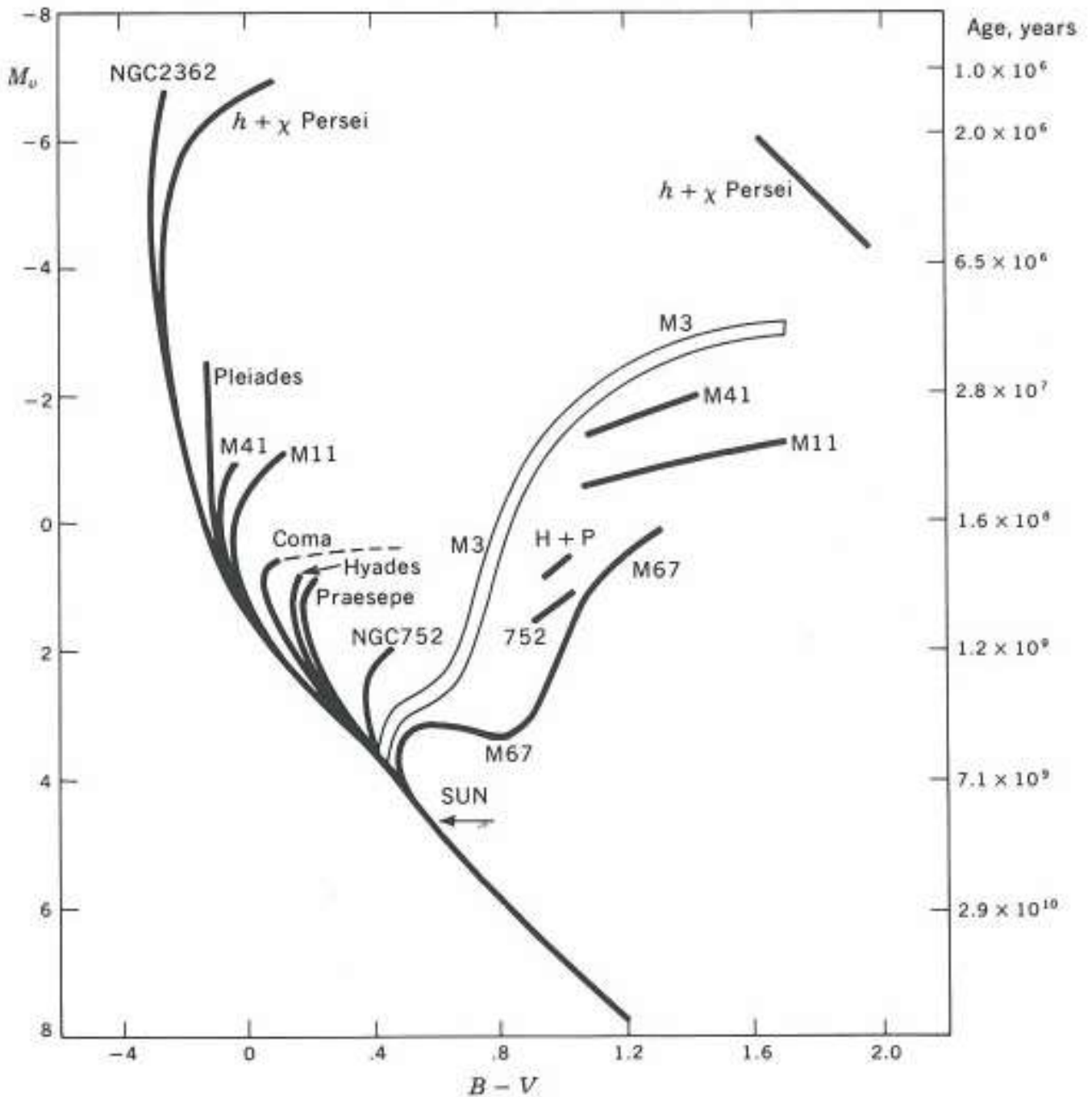
太陽近傍の星

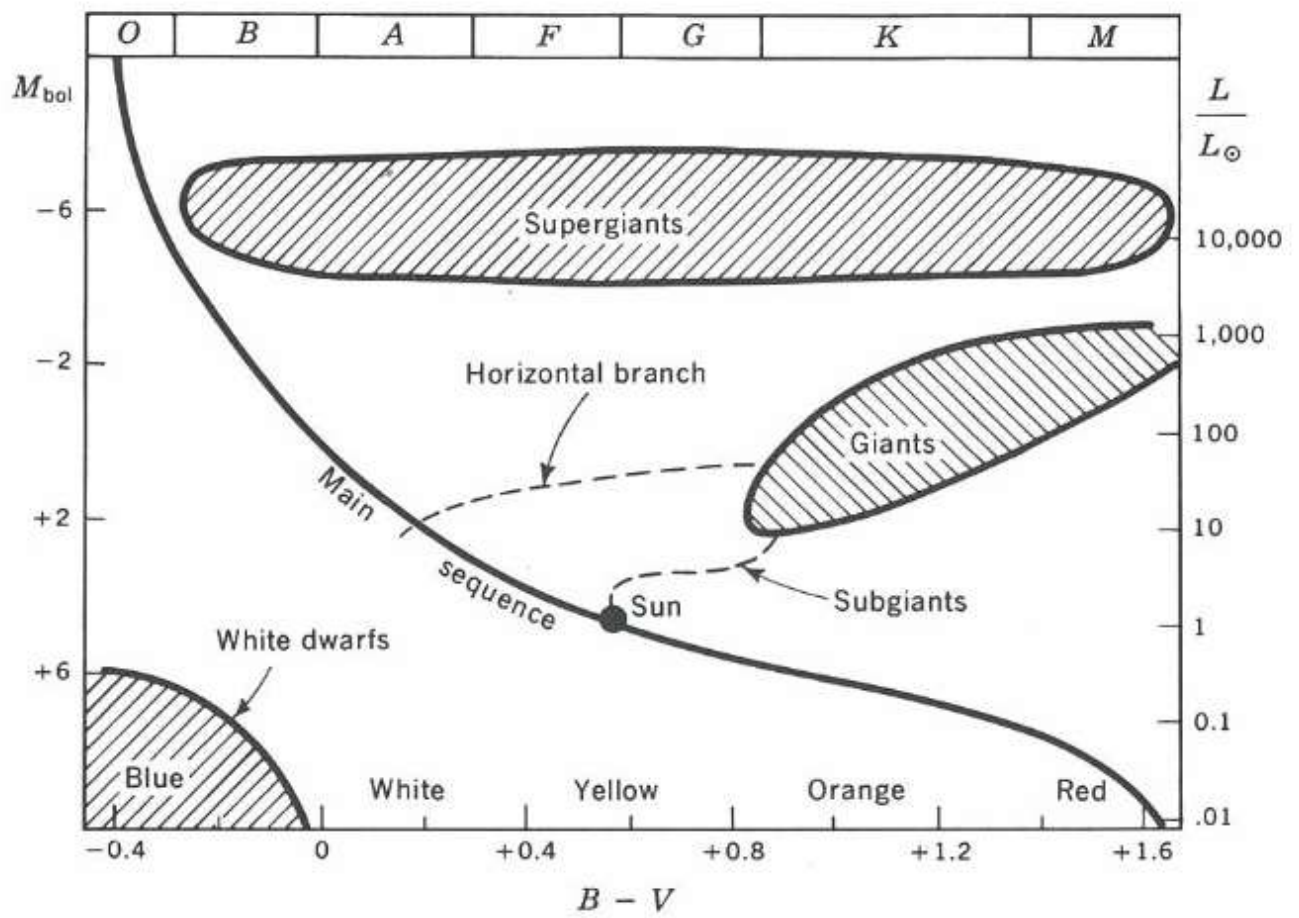
By R.Powell

# Age of clusters & HR-diagram



# Age of clusters & HR-diagram





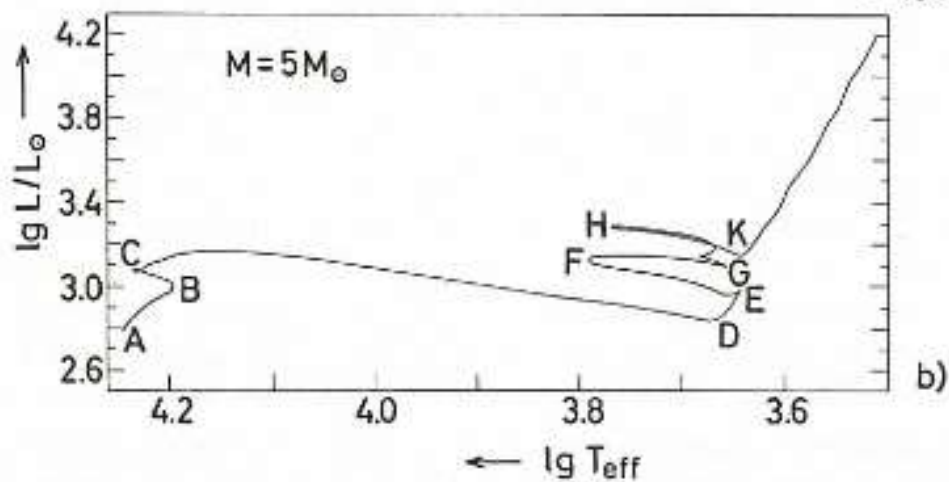
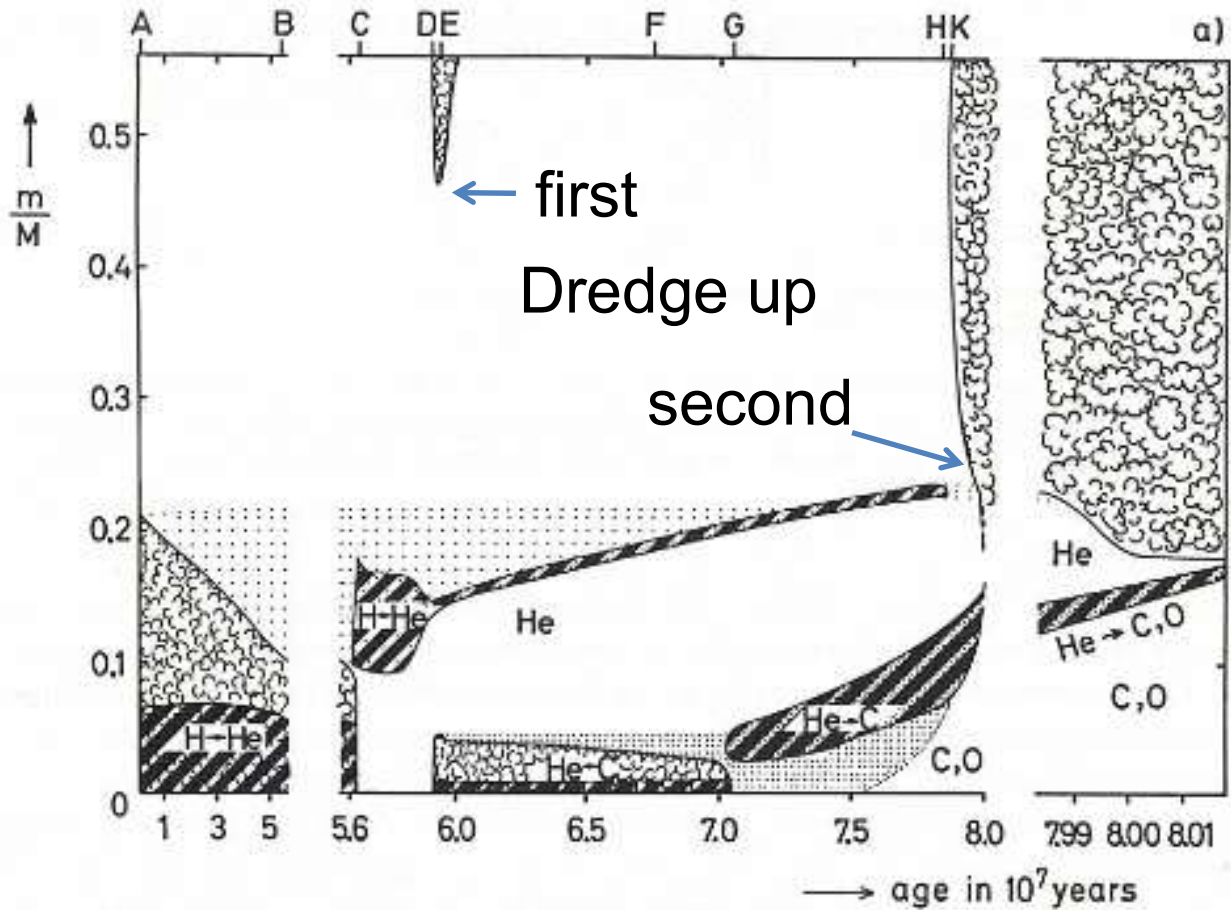
# 小中質量星の進化、課題

- 1次元では対流は近似的にしか取り扱えない。対流が余分に広がる (over shooting という) 距離と、大気の対流によるエネルギー輸送に関するパラメーター (mixing length parameter) の2つが入っている。
- 通常これらのパラメーターは太陽の年齢、明るさなどを再現するように決められる。しかし太陽の組成などにまだ変える自由度がある。
- 銀河進化論などの応用に使われている星の進化のデータセットは、太陽に加え星団のHR図などを再現するようにパラメーターを調整したものである。しかし実際の星は1次元でなく、これらのセットが必ずしも正しいとは限らない。(時々宇宙年齢を超えた星団などが現れるのはこのため)
- 星の回転の効果が重要であると主張している複数の論文。それを考慮すると結果がかなり変わってくる可能性。しかし連星の影響のほうが重要かも。
- 仮に太陽組成の観測値が変わると、結果が大きく変わる可能性があるが、組成を求めるときに非平衡仮定の物理を取り入れると結果が大きく変わると主張しているグループがある

## AGB (Asymptotic-Giant-Branch Stars; 漸近巨星分枝星)

- $M < \sim 8 M_{\odot}$ の星はHeが燃え尽きた後、炭素に点火しない
  - CO核 (電子縮退)
    - $0.5-1.4 M_{\odot}$ 、上限はチャンドラセカール質量
  - ヘリウム燃焼殻
  - ヘリウム層 (薄い、 $10^{-3}\sim 10^{-4} M_{\odot}$  second dredge-upのため)
  - ヘリウム燃焼殻 : 熱的に不安定
  - 熱パルス
    - S過程元素合成
  - Third dredge-up
    - 炭素星、S型星

# Burning and convective regions M = 5M<sub>⊙</sub> model

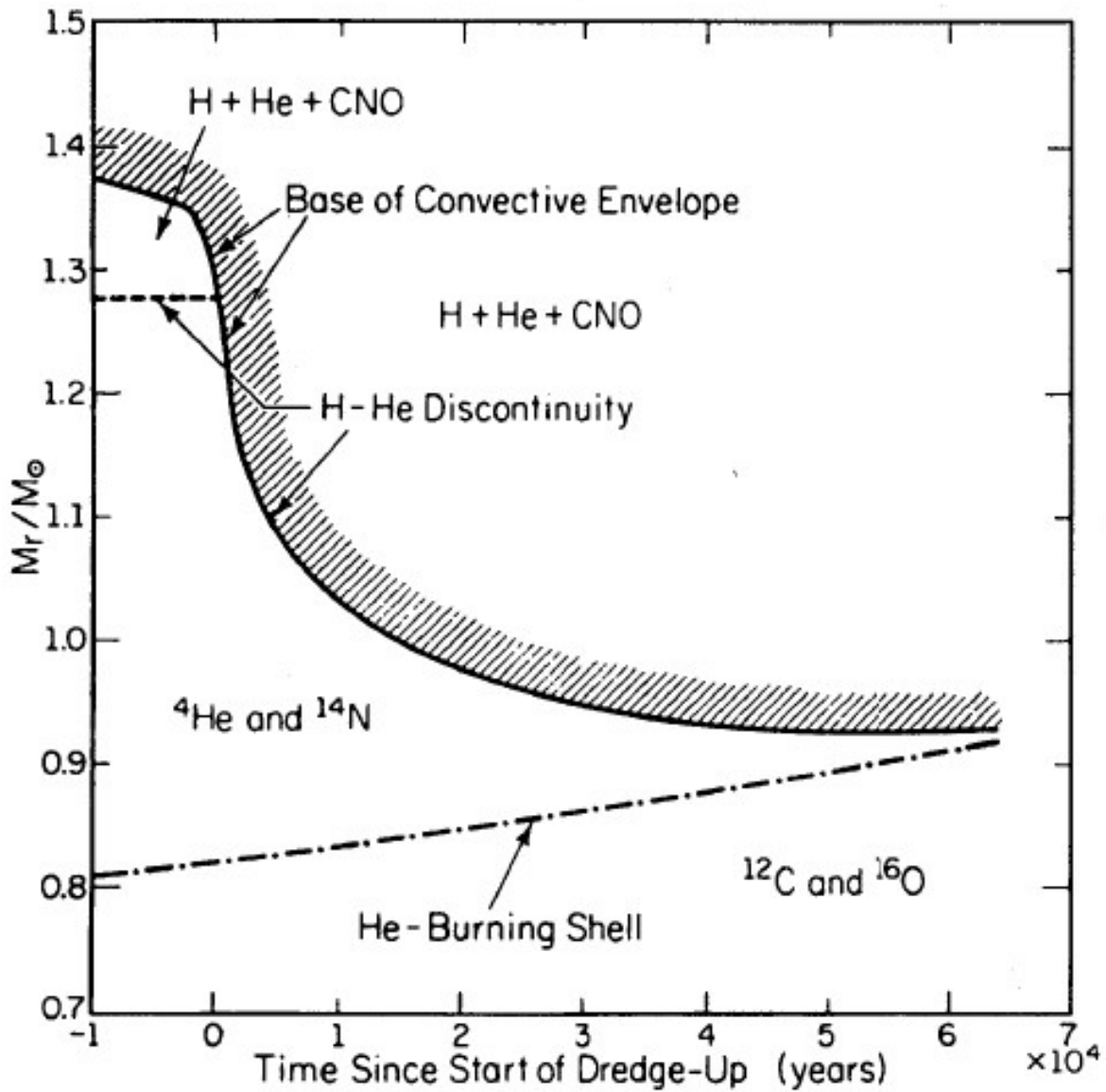


# Dredge up

- From inside to surface, matter is lifted up by convection
- First dredge-up:
  - Li, Be, B destroyed
  - $^{13}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$  may be dredged-up
- Second dredge-up
  - Surface convection deeply penetrates into helium-rich layer
  - $^4\text{He} \uparrow$ , C, O  $\Rightarrow$   $^{14}\text{N}$
  - He-rich shell  $\Rightarrow$  Thinner and thinner
  - **No 2<sup>nd</sup> dredge-up for low mass ( $M < 4M_{\text{sun}}$ ) stars**
  - Thin helium layer is unstable
    - $\Rightarrow$  helium shell flashes, TP-AGB phase

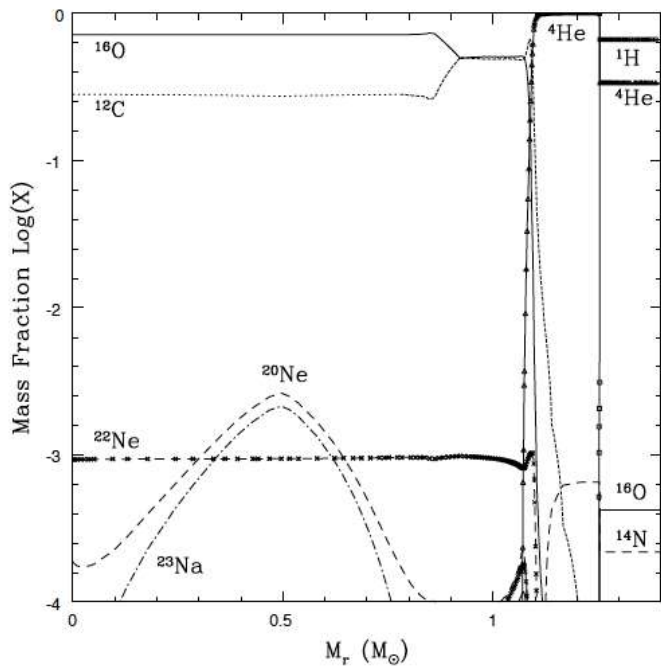


## 2<sup>nd</sup> dredge-up

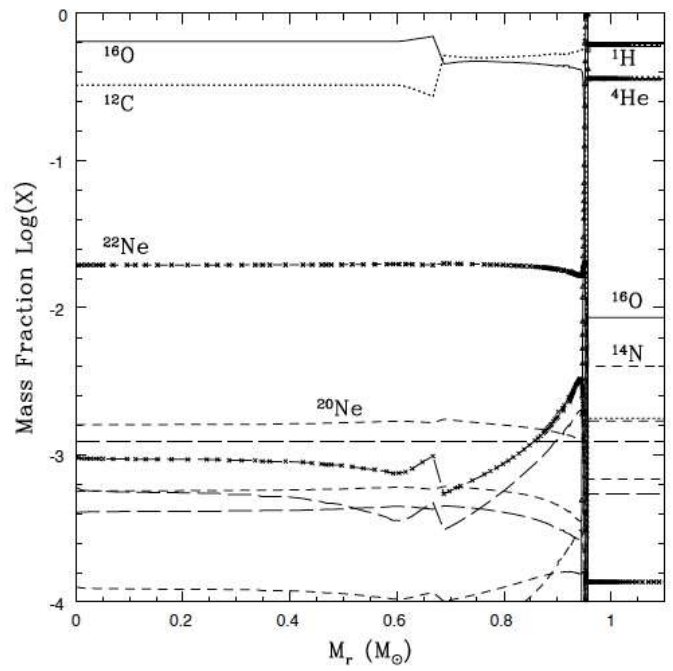


Interior composition of a model  $7M_{\odot}$  star during the second dredge-up phase

$7M_{\odot}, Z=0.001$



$7M_{\odot}, Z=0.02$



Umeda et al. 1999

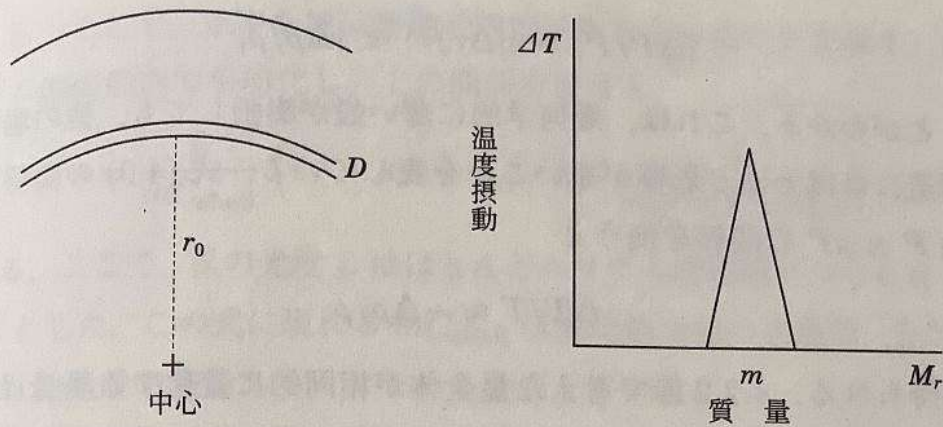


図 4.7 幾何学的に薄い核燃焼殻の概念図 (左) と燃焼殻内での温度摂動に対する簡単な仮定 (右).

#### 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。この燃焼殻に摂動が加わり、厚さが  $\Delta D$  だけ変化し、それにもなって密度が  $\Delta \rho$  だけ変化したとすると、式 (4.6) から、これらの量には

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

という関係があることがわかる。

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

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

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

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

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相同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、

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

のようになり、 $C_{\text{shell}} > 0$  であることがわかる。相同摂動(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。

熱的摂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、

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

が得られる。ここで、 $\varepsilon_T \gg \varepsilon_\rho$  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。上の式を簡単化して  $s$  の符号がどのようなとき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摂動を考えると、

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

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、

$$s \approx \frac{L}{mC_{\text{shell}}} \left( \varepsilon_T + \kappa_T - \kappa_p - 4 - \frac{4}{m|d \ln T / dM_r|} \right) \quad (4.14)$$

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、 $L \approx \varepsilon_n m$  とした。この式に現れる  $mC_{\text{shell}}$  は燃焼殻全体の比熱で、 $L/(mC_{\text{shell}})$  はヘリウム燃焼殻の熱的タイムスケールを表している。

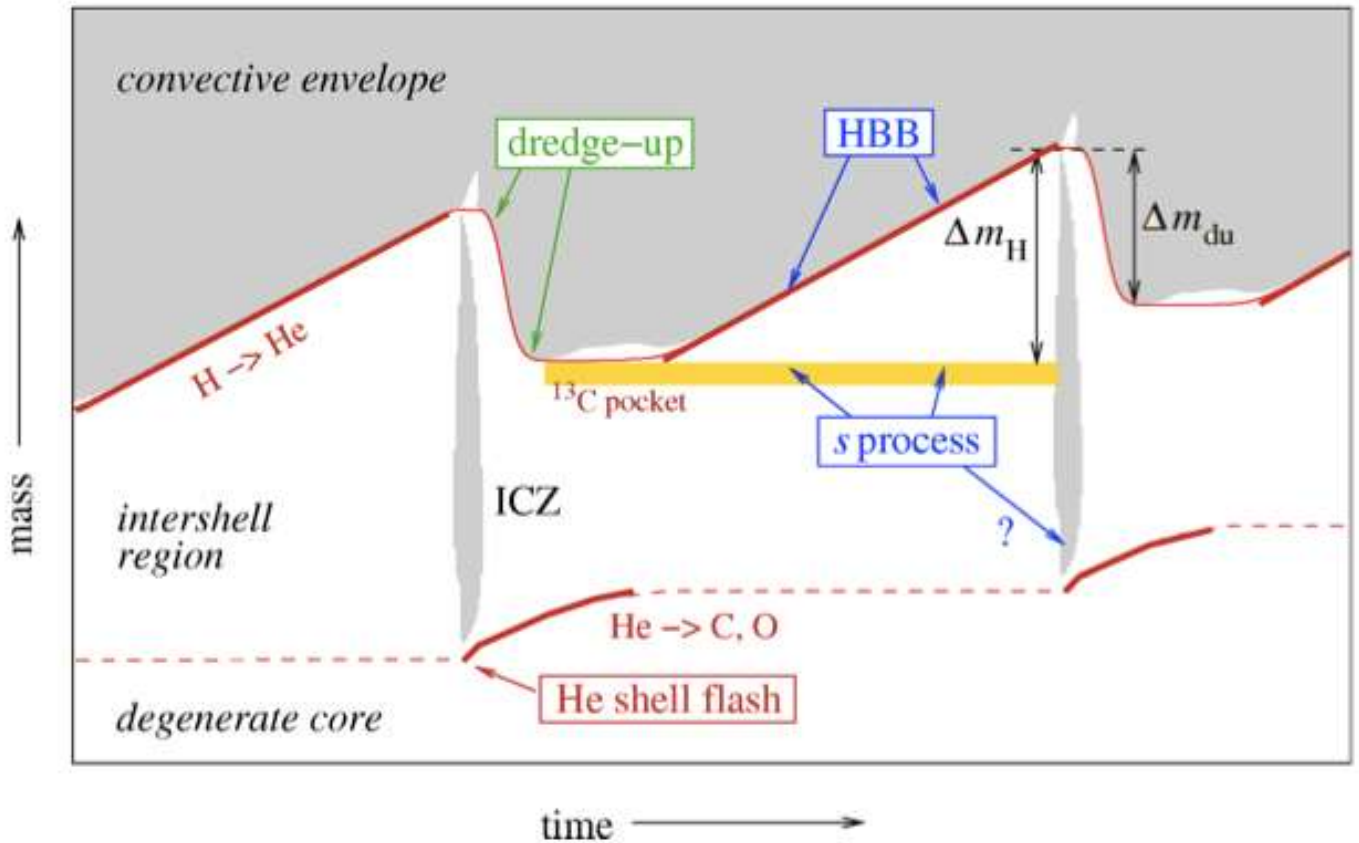
式(4.11)でみたように、 $C_{\text{shell}} > 0$  なので、式(4.14)の (...) 内が正になると熱的不安定性が発生する。電離したガスでは  $\kappa_T < 0$  なので、温度の上昇に伴うエネルギー発生率の増加率を表す  $\varepsilon_T (> 0)$  だけが燃焼殻の熱的不安定性を誘発する要因になっている。括弧内の  $\varepsilon_T$  以外の項は、温度が燃焼殻内で上昇したときに放射によるエネルギーの散逸率が増加する効果を表している。つまり、摂動によって温度が上昇したときに核融合反応の活発化によるエネルギー発生率の増加と、放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、 $\varepsilon_T \sim 25 \gg 1$  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的ヘリウム燃焼は収束に向かう。

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ほど大きく、 $\sim 10^8 L_{\odot}$  にもなるが、そのエネルギーは外側の層に吸収され、表面には平均化されてでてくる。

# 3<sup>rd</sup> dredge-up



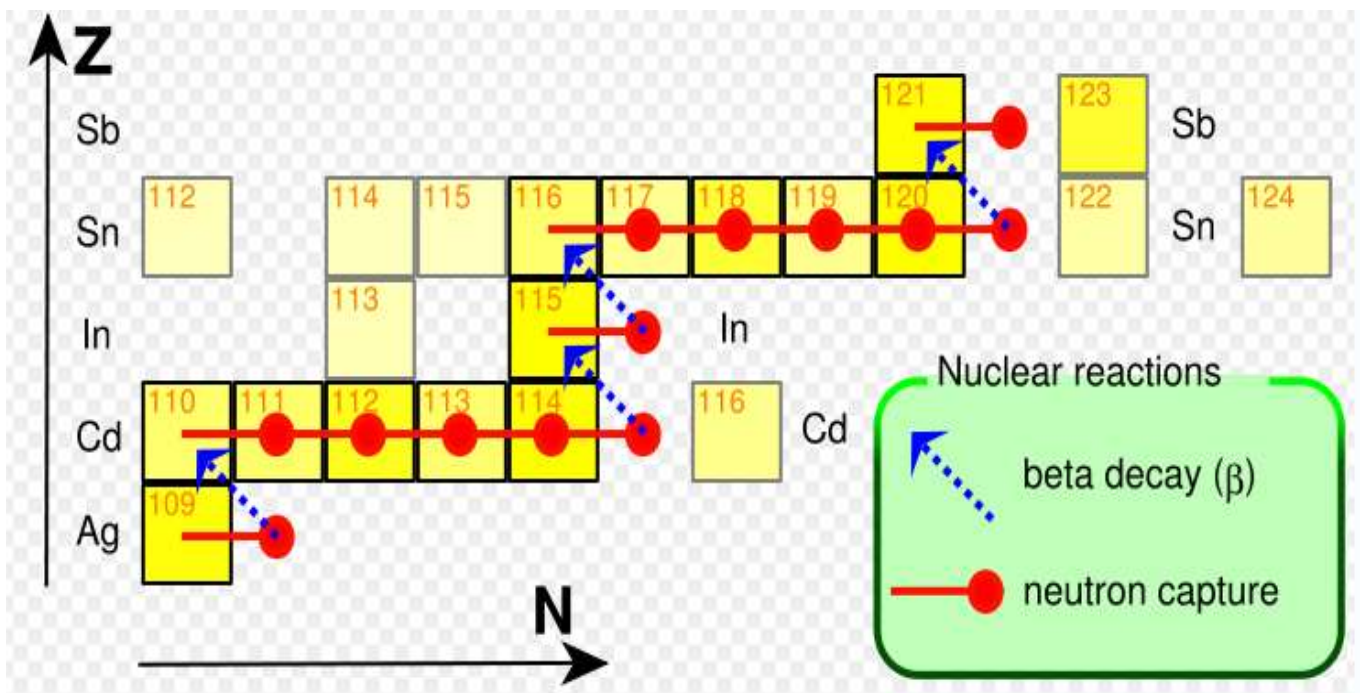
ICZ: Intershell convection zone

From Langer

# s-process: slow neutron capture process

Source reactions for neutrons :

1.  $^{13}\text{C}(\alpha, n)$   $\sim 10^8\text{K}$  (main)
2.  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$   $\sim 3-4 \times 10^8\text{K}$



Up to Pb(鉛) (more precisely  $^{209}\text{Bi}$ )  
are produced

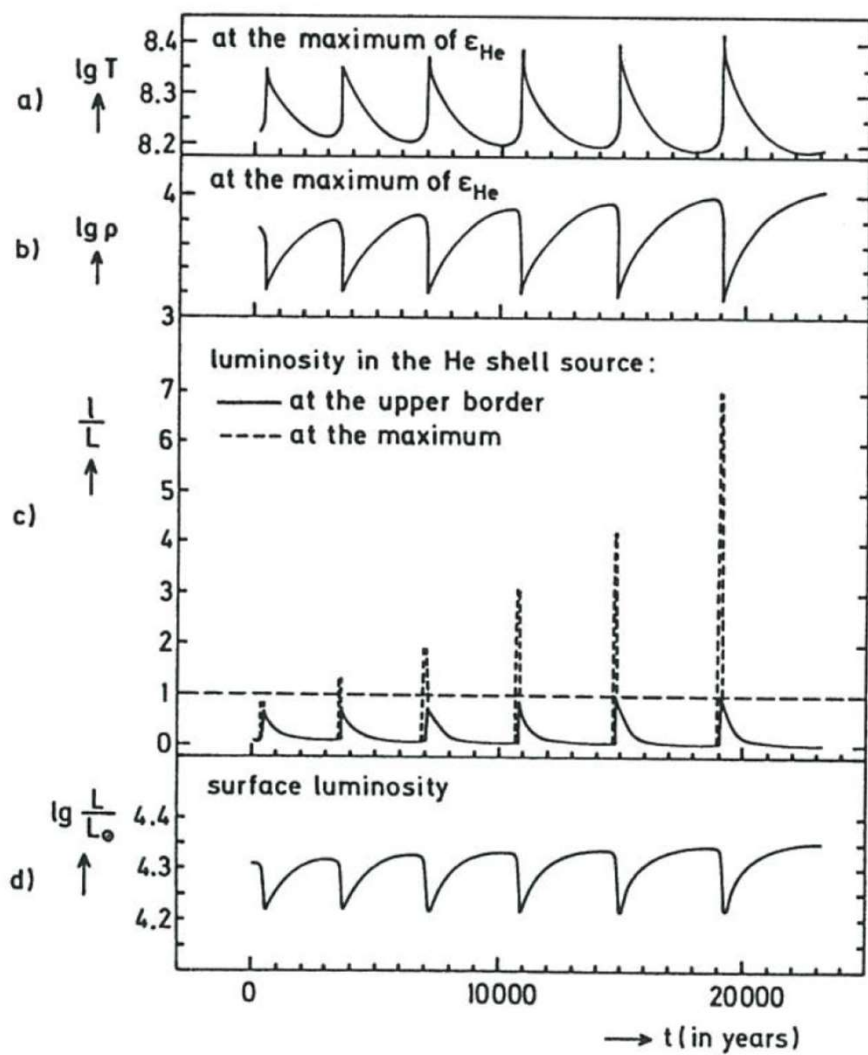
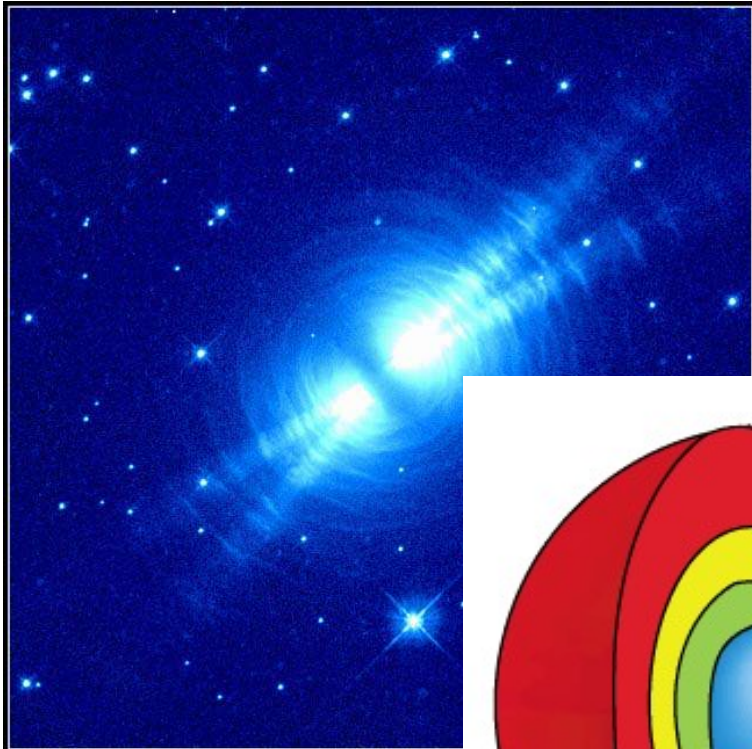


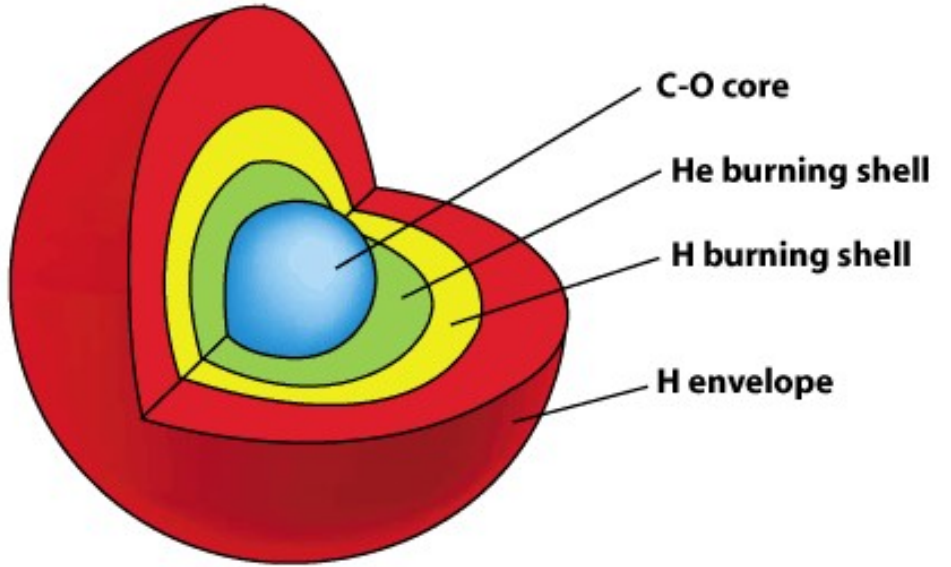
Fig. 33.3. Thermal pulses of the helium shell source in a  $5M_{\odot}$  star after central helium burning. For the first 6 pulses, some characteristic functions are plotted against time from the onset of the first pulse.  $T$  is in K,  $\rho$  in  $\text{g cm}^{-3}$ . (After WEIGERT, 1966)



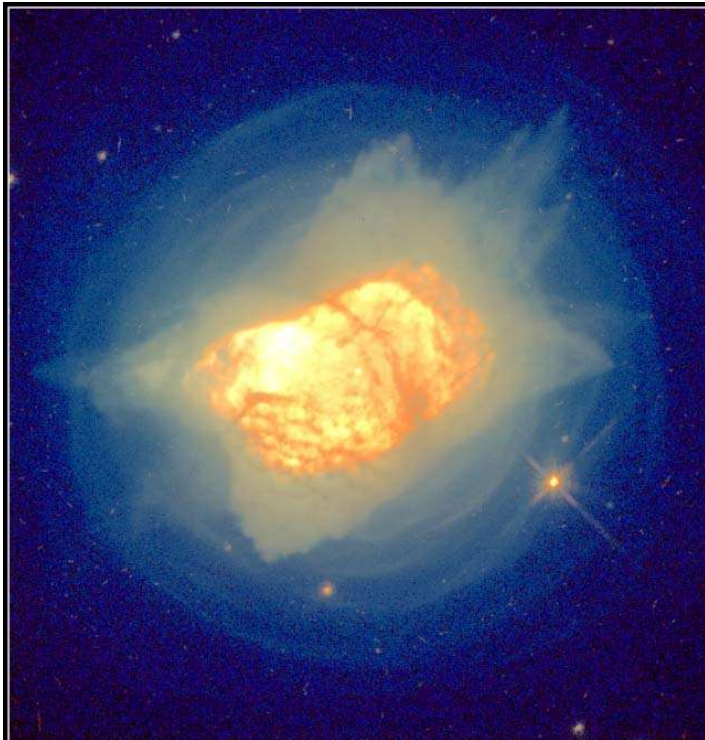


**Egg Nebula · CRL 2688**  
 PRC96-03 · ST ScI OPO · January 16, 1996  
 R. Sahai and J. Trauger (JPL), the WFPC2 Science Team and NASA

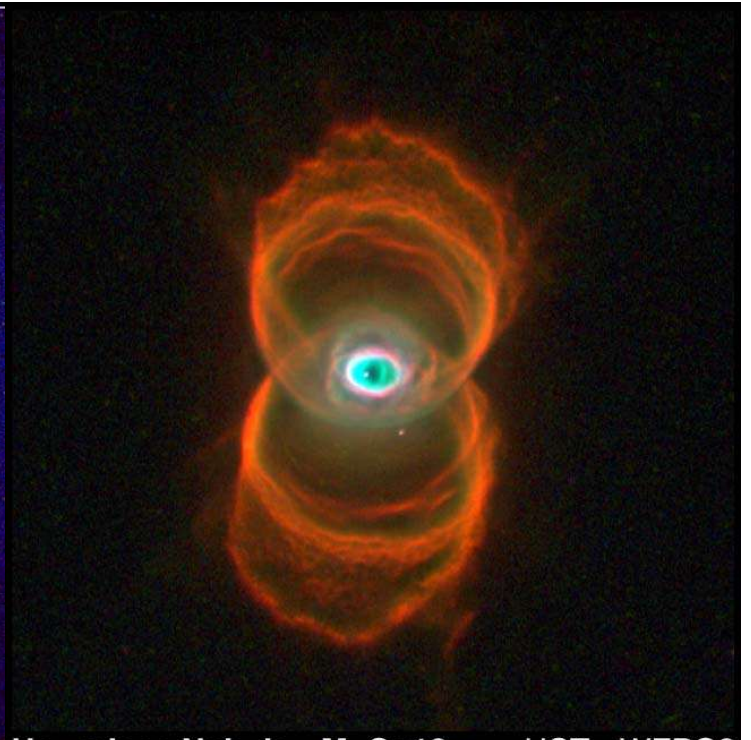
AGB star :  
 Intermediate mass stars  
 (0.5-10M<sub>☉</sub>) become.



*NOAO press release 0307*



**Planetary Nebula NGC 7027** HST · WFPC2  
 PRC96-05 · ST ScI OPO · January 16, 1996 · H. Bond (ST ScI) and NASA



**Hourglass Nebula · MyCn18** HST · WFPC2  
 PRC96-07 · ST ScI OPO · January 16, 1996  
 R. Sahai and J. Trauger (JPL), the WFPC2 Science Team and NASA