

The background of the slide is a deep space image showing a dense field of stars of various colors (white, blue, orange) against a black background. A semi-transparent white rectangular box is centered in the upper half of the image, containing the title text in blue.

Φυσική των αστέρων
Μάθημα 13+14+15
(αστρική εξέλιξη αστέρων μικρής
μάζας)

α.ε. 2024-25

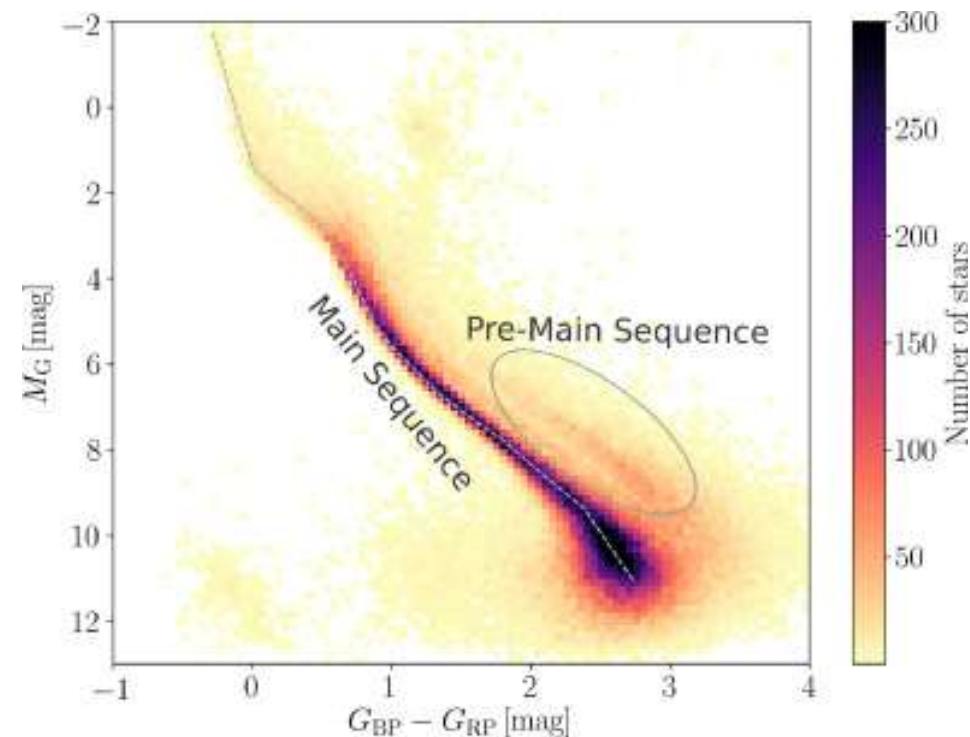
Κύρια ακολουθία - Main sequence

Στο τέλος της φάσης pre-main-sequence (δηλ. στα καταληκτικά σημεία των Hayashi Tracks), η θερμοκρασία στον αστρικό πυρήνα είναι αρκετά ψηλή ώστε να ξεκινήσουν οι θερμοπυρηνικές αντιδράσεις της αλυσίδας pp.

Το άστρο τοποθετείται στο διάγραμμα HR (HRD) στη λεγομένη **Κύρια Ακολουθία μηδενικής ηλικίας - zero-age main sequence (ZAMS)**

Τα άστρα παραμένουν στη **Κύρια Ακολουθία (MS)** όσο έχουν ως πηγή ενέργειας τη σύντηξη υδρογόνου σε ήλιο στον πυρήνα του άστρου. Είναι η πρώτη φάση της ζωής ενός άστρου.

Κατά τη φάση αυτή τα άστρα δεν παραμένουν στην αρχική θέση στο HRD, αλλά μετατοπίζονται και ως προς τη θερμοκρασία και ως προς τη φωτεινότητα, προσδίδοντας πεπερασμένο πλάτος στη MS.



HRD από δεδομένα της Gaia DR2, Zari et al. (2019).

Κύρια ακολουθία – Το καθιερωμένο μοντέλο του Eddington (Eddington's standard model) Zero-age main sequence → Terminal age main sequence

Το πολυτροπικό μοντέλο με δείκτη $n = 3$ είναι το καθιερωμένο μοντέλο του Eddington που όπως είδαμε υποθέτει μεταφορά ενέργειας με ακτινοβολία (και όχι με ρεύματα μεταφοράς) και μάλιστα υποθέτει ότι το ποσοστό $P_{\text{gas}}/P = \beta$ είναι το ίδιο παντού στο άστρο.

Ο πυρήνας αστέρων σαν τον ήλιο στη Κ.Α. είναι “radiative”, οπότε αυτό το μοντέλο είναι μία καλή πρώτη προσέγγιση για άστρα ~ηλιακής μάζας.

Για αυτό το μοντέλο είδαμε ότι η κεντρική πίεση είναι

$$P \propto M^2 R^{-4} \quad (1)$$

(αυστηρά αυτό ισχύει για την πίεση στο κέντρο, αλλά θεωρούμε ότι κατά προσέγγιση ισχύει σε όλο τον πυρήνα)

Για τη πυκνότητα ισχύει (εξ ορισμού)

$$\rho \propto M R^{-3} \quad (2)$$

Για τη πίεση, για τέλειο αέριο ισχύει

$$P \propto \rho T \quad (3)$$

Για το ρυθμό παραγωγής ενέργειας ανά μονάδα μάζας ισχύει (κατά προσέγγιση, για την καύση H)

$$\epsilon \propto \rho T^\beta \quad (4)$$

[για την αλυσίδα pp με $\beta = 4$ και τον κύκλο CNO με $\beta = 19.9$]

Από την εξίσωση βαθμίδας της φωτεινότητας έχουμε

$$\frac{dL}{dr} = 4\pi r^2 \rho \varepsilon \rightarrow \frac{L}{R} \propto R^2 \rho \varepsilon \xRightarrow{(4)} L \propto R^3 \rho^2 T^\beta \quad (5)$$

$$\text{Από τη (3) προκύπτει } T \propto P \rho^{-1} \xRightarrow{(1,2)} T \propto M^2 R^{-4} M^{-1} R^3$$

$$\Rightarrow T \propto M R^{-1} \quad (6)$$

$$\text{Από την (5) και τις (2)\&(6) προκύπτει ότι } L \propto R^3 (M R^{-1})^2 (M R^{-1})^\beta \Rightarrow$$

$$L \propto R^{-(3+\beta)} M^{\beta+2} \quad (7)$$

$$\text{Επίσης, από το ν. Stefan Boltzmann } L \propto R^2 T^4 \xRightarrow{(6)} L \propto R^2 (M R^{-1})^4 = M^4 R^{-2} \quad (8)$$

$$\text{Από (7) και (8) προκύπτει ότι } R^{-(3+\beta)} M^{\beta+2} \propto M^4 R^{-2} \Rightarrow R \propto$$

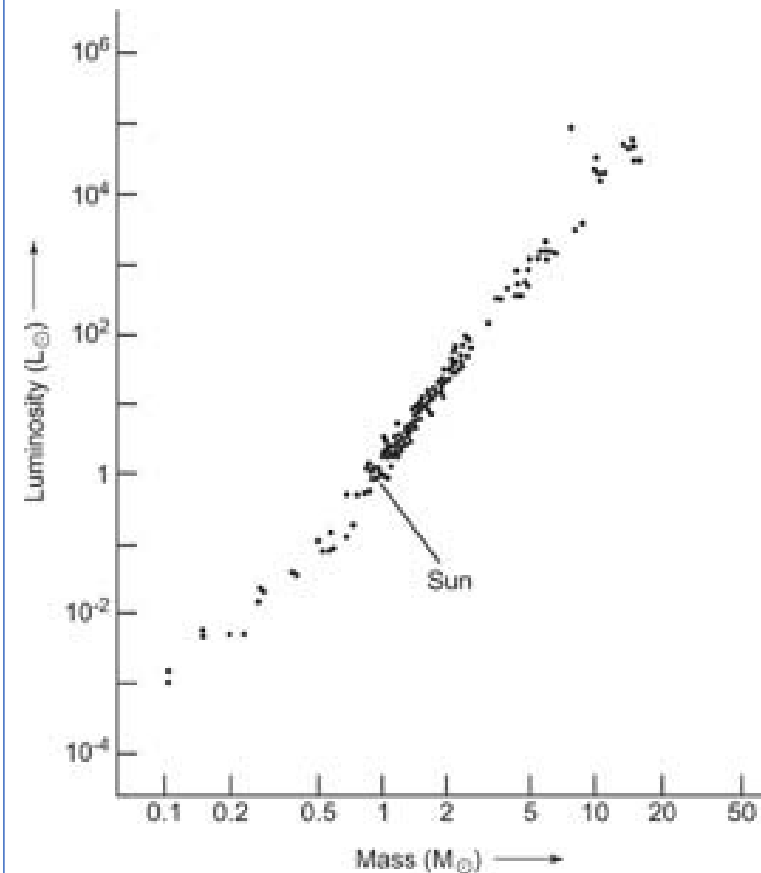
$$M^{(\beta-2)/(\beta+1)} \quad (9)$$

Αντικαθιστώντας πίσω στην (7) ή στην (8) παίρνουμε ότι

$$L \propto M^{(2\beta+8)/(\beta+1)} \quad (10)$$

[σε προηγούμενο μάθημα δείξαμε, ξεκινώντας από τη σχέση

$$\frac{dP_{\text{rad}}}{dr} + \frac{\rho \kappa f}{c} = 0 \text{ ότι } L \propto M^3]$$



Για $\beta=4$ (για το pp cycle),

η σχέση (10) δίνει $L \propto M^{3.2}$

Παρατηρησιακά δεδομένα δίνουν περίπου $L \propto M^{3.5}$

Από την εξ. (9) $R \propto M^{(\beta-2)/(\beta+1)}$ και την εξ. (6) $T = MR^{-1}$ προκύπτει ότι:

$$T \propto M^{3/(\beta+1)} \Rightarrow M \propto T^{(\beta+1)/3} \quad (11)$$

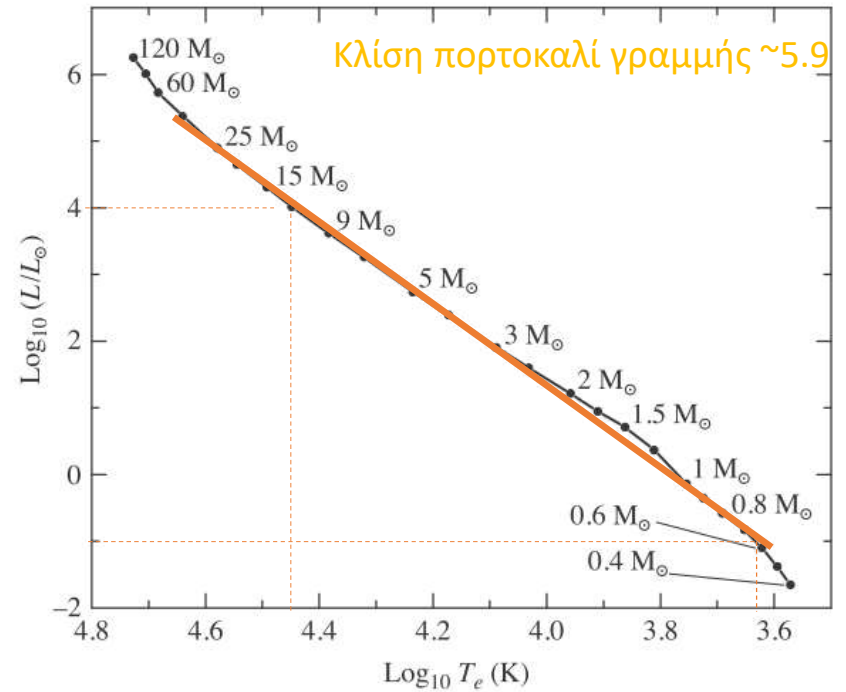
Αντικαθιστώντας την (11) στη (10) $L \propto M^{(2\beta+8)/(\beta+1)}$,

$$\text{και τη σχέση (9)} \quad L \propto T^{(2\beta+8)/3} \quad (12)$$

$$\text{Για } \beta = 4, \text{ προκύπτει } L \propto T^{5.3} \quad (13)$$

Όπως φαίνεται στο παράπλευρο σχήμα, η σχέση αυτή περιγράφει αρκετά καλά τα δεδομένα από 0.8 μέχρι περίπου 15 ηλιακές μάζες.

Σχόλιο: Για $\beta = 19.9$, $L \propto T^{15.9}$. Περιμένουμε ότι για άστρα μεγαλύτερης μάζας, η κλίση θα είναι πολύ πιο απότομη



Σχήμα 7.13

Οι θέσεις των αστρικών μοντέλων σε ένα θεωρητικό διάγραμμα H-R. Τα μοντέλα υπολογίστηκαν χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις αστρικής δομής και τις καταστατικές εξισώσεις. (Δεδομένα από το Schaller κ.ά., *Astron. Astrophys. Suppl.*, 96, 269, 1992, και το Charbonnel κ.ά., *Astron. Astrophys. Suppl.*, 135, 405, 1999.

Χρόνος ζωής αστερών διαφορετικής μάζας στη κύρια ακολουθία

$$t_{KA} \sim \frac{E}{L} \propto \frac{M}{\frac{2\beta+8}{M^{\beta+1}}} = M^{-(\beta+7)/(\beta+1)} \text{ και για } \beta=4,$$

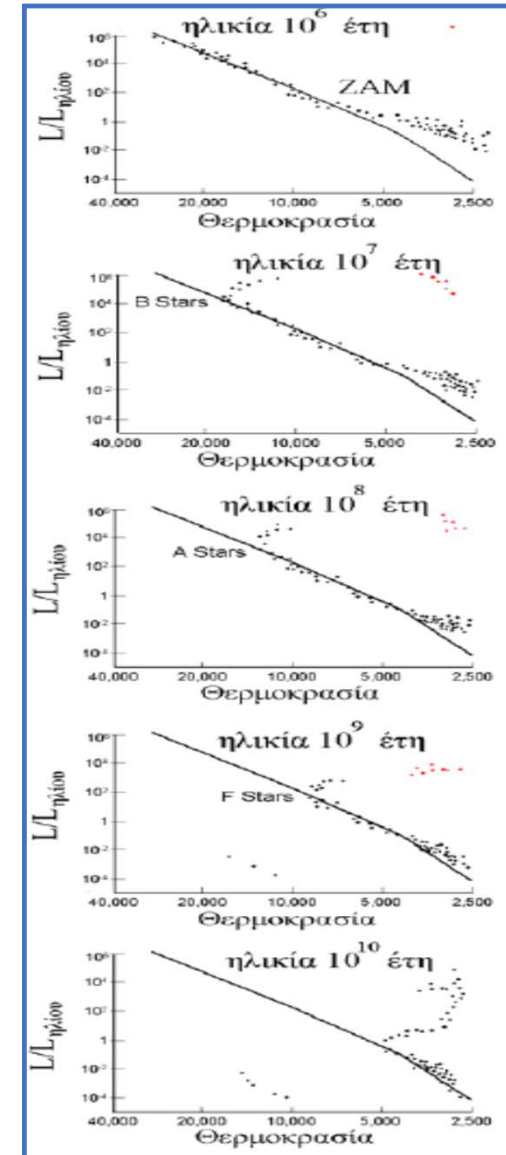
$$t_{KA} \sim M^{-2.2}$$

Πιο λεπτομερείς υπολογισμοί δίνουν $t_{KA} \sim M^{-3}$

Αυτή η ιδιότητα σημαίνει ότι τα μεγαλύτερης μάζας άστρα παραμένουν για πολύ λιγότερο χρόνο στη ΚΑ.

Π.χ. ένα άστρο 10 ηλιακών μαζών θα παραμείνει στη ΚΑ περίπου 10^3 φορές λιγότερο από τον ήλιο. Ένα άστρο 100 ηλιακών μαζών, 10^6 φορές λιγότερο.

Αυτό μπορούμε να το χρησιμοποιήσουμε για τη χρονολόγηση «απλών πληθυσμών» → αστρικών σμηνών (βλ. εργαστήρια εισαγωγής στην Αστροφυσική και παράπλευρο σχήμα).



Εξέλιξη της αστρικής δομής στην ΚΑ

Εισαγωγή

- Η εξέλιξη πριν από τη ΚΑ χαρακτηρίζεται από δύο βασικές χρονικές κλίμακες, όπως είδαμε, το free-fall timescale αρχικά (για τη κατάρρευση του μοριακού νέφους) και τον Kelvin-Helmholtz timescale (pre-main sequence stars).
- Στη ΚΑ, η χαρακτηριστική χρονική κλίμακα είναι η πυρηνική (nuclear reaction timescale).
- Οι περισσότεροι αστέρες βρίσκονται στη ΚΑ, γιατί η φάση διαρκεί πολύ μεγαλύτερο χρόνο από τις μεταγενέστερες φάσεις.
- Όπως θα δούμε αργότερα, όταν ένα άστρο «αλλάζει» πυρηνικό καύσιμο, η βαρύτητα παίζει πάλι καθοριστικό ρόλο και η χρονική κλίμακα Kelvin-Helmholtz γίνεται πάλι σημαντική.

- Καθώς «καίγεται» το H σε He, το μέσο μοριακό βάρος, μ , στον πυρήνα του άστρου αυξάνεται (θυμηθείτε ότι αν έχουμε μόνο H, το μ είναι $1/2$, ενώ αν έχουμε μόνο He το μ γίνεται $4/3$ (για πλήρως ιονισμένο ήλιο), $\mu \uparrow$
- Η θερμοκρασία στον πυρήνα παραμένει περίπου σταθερή, διότι όπως είδαμε ο ρυθμός παραγωγής ενέργειας στον πυρήνα από θερμοπυρηνικές αντιδράσεις εξαρτάται ισχυρά από τη θερμοκρασία (δρουν σαν θερμοστάστες). Οπότε αρκεί μία μικρή -πολύ μικρή- αύξηση της θερμοκρασίας για να αυξήσει επαρκώς τον ρυθμό παραγωγής πυρηνικής ενέργειας (που μειώνεται λόγω της μείωσης του H στον πυρήνα) ώστε να διατηρηθεί η Υ.Ι.
- Εφόσον λοιπόν δεν υπάρχει αλλαγή στη θερμοκρασία αλλά ούτε και στη πυκνότητα στον πυρήνα (σταθερή μάζα και ακτίνα σε αυτή τη φάση), τότε από τη καταστατική εξίσωση ($P = \rho kT / \mu m_H$) περιμένουμε ότι η πίεση αερίου θα μειωθεί, $P \downarrow$ δηλ. θα πάψει να υπάρχει υδροστατική ισορροπία στον πυρήνα (δηλ. η πίεση δεν θα αρκεί για να συγκρατήσει τα υπερκείμενα του πυρήνα αστρικά στρώματα). Ο πυρήνας αρχίζει και πάλι να καταρρέει, οπότε αυξάνεται η πυκνότητα $\rho \uparrow$

- Η βαρυτική δυναμική ενέργεια που απελευθερώνεται, σύμφωνα με το θεώρημα virial, κατά το ήμισυ ακτινοβολείται και κατά το ήμισυ αυξάνει τη θερμική (εσωτερική) ενέργεια, οπότε αυξάνεται η θερμοκρασία, $T \uparrow$
- Ως συνέπεια της αύξησης της θερμοκρασίας, θα αυξηθεί η πίεση, οπότε θα ισορροπήσει πάλι ο πυρήνας, αλλά η πυκνότητα και η θερμοκρασία στον πυρήνα έχουν αυξηθεί.

$$T_c = 4.6 \times 10^6 \mu \beta \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{2/3} \rho_c^{1/3} \quad (\text{για πολυτροπικό μοντέλο } n = 3 - \text{μοντέλο Eddington})$$

- Η παραγόμενη από τις πυρηνικές αντιδράσεις ισχύς ανά μονάδα μάζας θα αυξηθεί επίσης ($\epsilon_{pp} \simeq \epsilon'_{0,pp} \rho X^2 f_{pp} \psi_{pp} C_{pp} T_6^4$). Οπότε θα αυξηθεί (αργά) η λαμπρότητα. Παράλληλα αυξάνεται και η ακτίνα και η ενεργός θερμοκρασία του αστέρα (τουλάχιστον ενός αστέρα ~ήλιο).
- Σε όλη αυτή τη φάση το άστρο είναι στη κύρια ακολουθία, δηλ. καίει H στον πυρήνα του.

Η κύρια ακολουθία έχει πεπερασμένο πάχος.

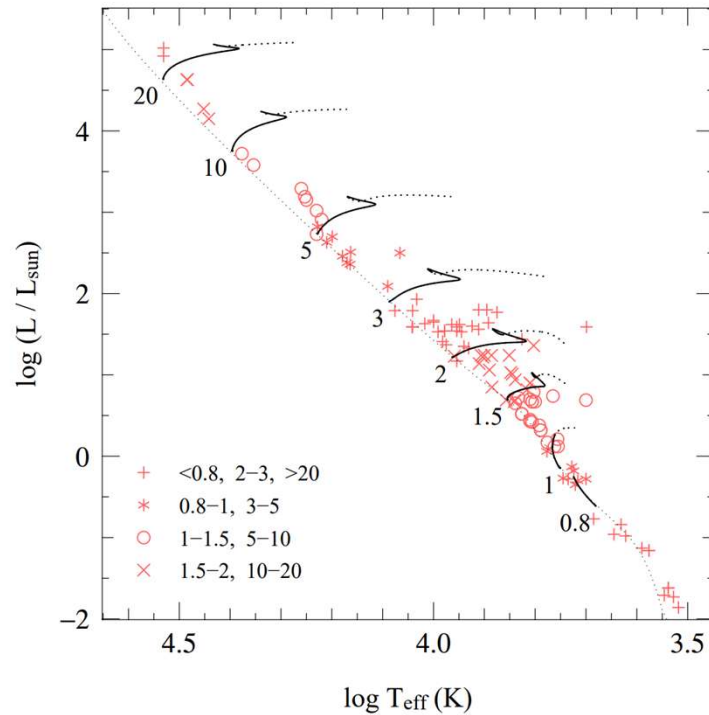
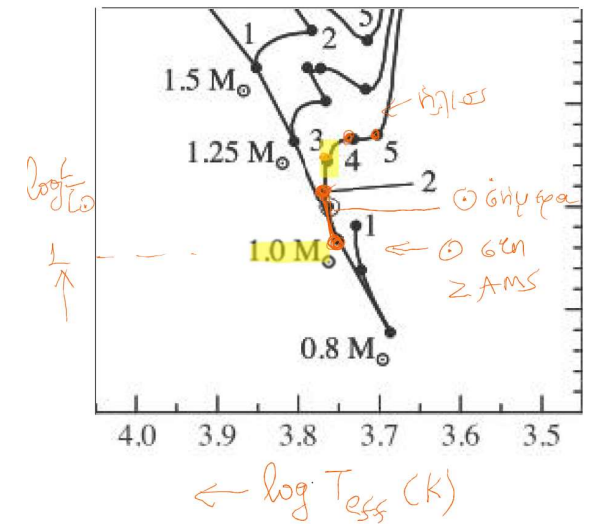


Figure 9.9. Evolution tracks in the H-R diagram during central hydrogen burning for stars of various masses, as labelled (in $M_{\odot}$), and for a composition $X = 0.7, Z = 0.02$. The dotted portion of each track shows the continuation of the evolution after central hydrogen exhaustion; the evolution of the $0.8 M_{\odot}$ star is terminated at an age of 14 Gyr. The thin dotted line in the ZAMS. Symbols show the location of binary components with accurately measured mass, luminosity and radius (as in Fig. 9.5). Each symbol corresponds to a range of measured masses, as indicated in the lower left corner (mass values in $M_{\odot}$).



Από σημειώσεις μαθήματος MSc από το Π. Ουτρέχτης, Ο.
Pols. κεφ. 9

Ζώνες μεταφοράς σε άστρα κύριας ακολουθίας

- ✓ $M < 0.35M_{\odot}$ μεταφορά ενέργειας εξ ολοκλήρου με ρεύματα μεταφοράς
- ✓ $0.35M_{\odot} < M < 1.2M_{\odot}$ μεταφορά ενέργειας με ακτινοβολία στον πυρήνα και με ρεύματα μεταφοράς στο περίβλημα
- ✓ $M > 1.2M_{\odot}$ μεταφορά ενέργειας με ρεύματα μεταφοράς στον πυρήνα και με ακτινοβολία στο περίβλημα

Κριτήριο για ρεύματα μεταφοράς $\nabla_{\text{rad}} > \nabla_{\text{ad}}$ ή $\frac{L_r}{M_r} < \frac{16\pi acG}{3\kappa} \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{T^4}{P}$

∇_{rad} είναι μεγάλο όταν η αδιαφάνεια είναι μεγάλη ή όταν η παραγόμενη ισχύς/ανά μονάδα μάζας είναι μεγάλη ή και τα δυο.

- ✓ Ο κύκλος CNO συμβαίνει πολύ κεντρικά στο άστρο (πολύ μεγάλη εξάρτηση από τη θερμοκρασία) οπότε L/M πολύ μεγάλο → convective core για άστρα μάζας μεγαλύτερης από $\sim 1.2M_{\odot}$. Το μέγεθος του «convective core» μεγαλώνει με την αύξηση της μάζας του αστέρα.
- ✓ Η αλυσίδα pp δεν συμβαίνει τόσο συγκεντρωμένα, οπότε L/M μικρότερο, και έτσι ο πυρήνας είναι ακτινοβολικός για άστρα με $0.35M_{\odot} < M < 1.2M_{\odot}$.
- ✓ Στο περίβλημα τέτοιων άστρων ($0.35M_{\odot} < M < 1.2M_{\odot}$) η θερμοκρασία είναι αρκετά χαμηλή ώστε να έχουμε αυξημένη αδιαφάνεια ($\propto T^{-3.5}$), οπότε πάλι ικανοποιείται το κριτήριο για ρεύματα μεταφοράς.
- ✓ Ρεύματα μεταφοράς στο περίβλημα αρχίζουν να δημιουργούνται ήδη για αστρικές μάζες μεταξύ 1.2 and $1.5M_{\odot}$, αλλά η μάζα που περιέχεται στο convective περίβλημα είναι πολύ μικρό ποσοστό της συνολικής μάζας του άστρου.
- ✓ Όσο μειώνεται η μάζα, μειώνεται η θερμοκρασία και αυξάνεται το μέγεθος του convective περιβλήματος. Για άστρα με $M < 0.35M_{\odot}$ όλο το άστρο γίνεται convective.

X_{16} : $\frac{\text{μάζα σε } ^{16}\text{O}}{\text{συνολική μάζα}}$

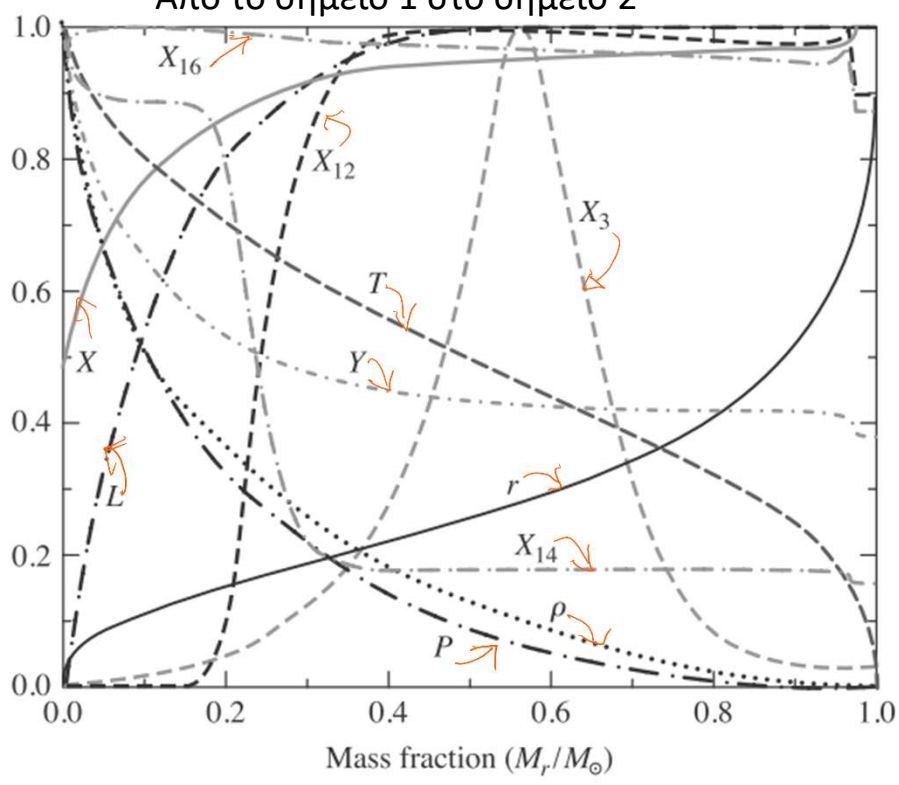
X_{12} : $\frac{\text{μάζα } ^{12}\text{C}}{\text{συνολική μάζα}}$

X_{14} : $\frac{\text{μάζα } ^{14}\text{N}}{\text{συνολική μάζα}}$

X : $\frac{\text{μάζα H}}{\text{συνολική μάζα}}$

Y : $\frac{\text{μάζα He}}{\text{συνολική μάζα}}$

Από το σημείο 1 στο σημείο 2

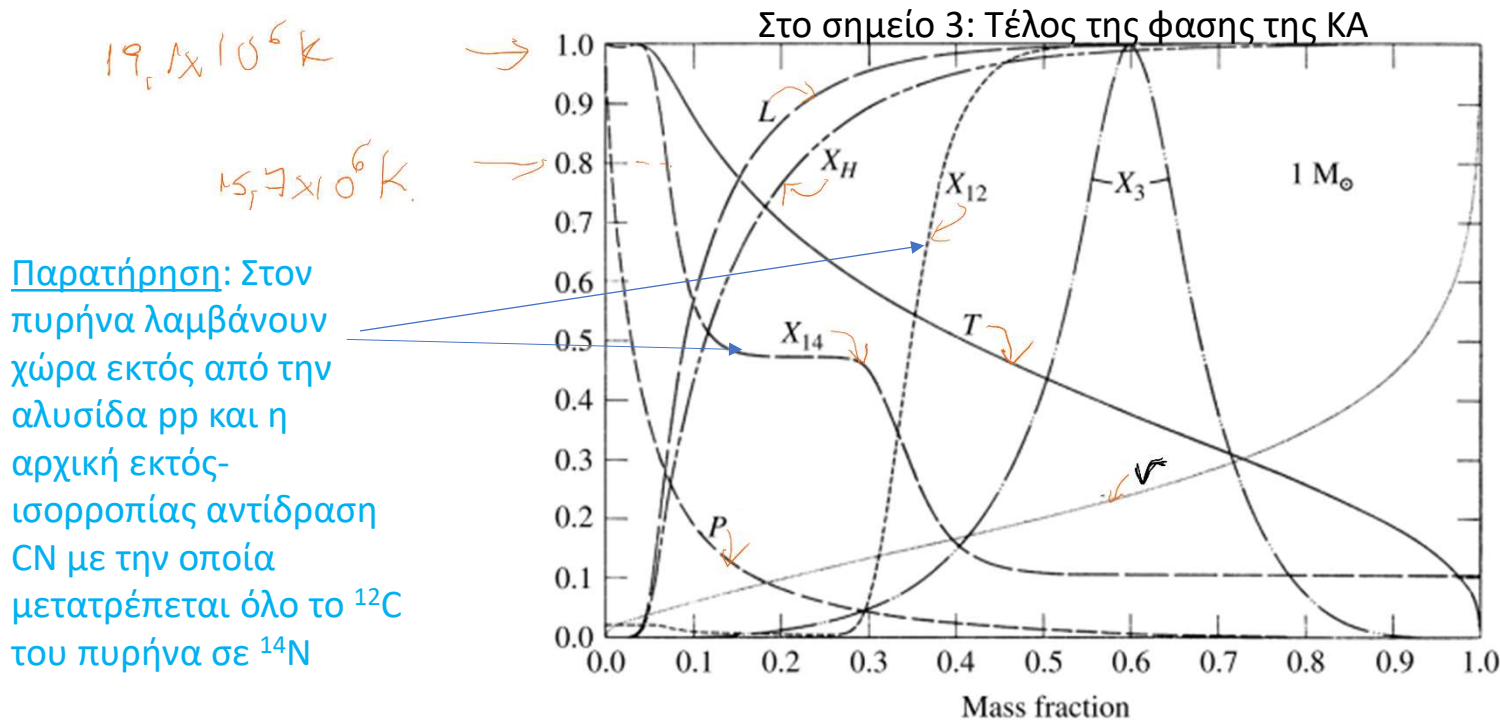


Παρατηρείστε την
μείωση του H των
πυρήνα ($X \downarrow$) και
την αύξηση του He
σε σχέση με την
συνολική μάζα
εξωτερικά στρώματα
($M_r/M_\odot \gtrsim 0.5$)

Σχήμα 9.2

Κλάσμα μάζας. Η εσωτερική δομή του Ήλιου σήμερα (ένα άστρο με $1 M_\odot$), 4.57 Gyr έπειτα από την είσοδό του στην KAMH. Το μοντέλο βρίσκεται μεταξύ των σημείων 1 και 2 του Σχ. 9.1. Οι μέγιστες τιμές των τεταγμένων των παραμέτρων είναι $r = 1.0 R_\odot$, $L = 1.0 L_\odot$, $T = 15.69 \times 10^6 \text{ K}$, $\rho = 1.527 \times 10^5 \text{ kg m}^{-3}$, $P = 2.342 \times 10^{16} \text{ N m}^{-2}$, $X = 0.73925$, $Y = 0.64046$, $X_3 = 3.19 \times 10^{-3}$, $X_{12} = 3.21 \times 10^{-3}$, $X_{14} = 5.45 \times 10^{-3}$ και $X_{16} = 9.08 \times 10^{-3}$. (Δεδομένα από το Bahcall, Pinsonneault και Basu, *Ap. J.*, 555, 990, 2001)

από Carroll & Ostlie



Δείχνει ότι στον πυρήνα ($\frac{M_r}{M} \lesssim 0,03$) έχει τη σωστή ω υδρογόνο (X_H) και η θερμοκρασία είναι κατάλληλη εκεί (ελεύθερος πυρήνας)

Σχήμα 9.3

Κλάσμα μάζας. Η εσωτερική δομή ενός άστρου $1 M_{\odot}$ κοντά στο σημείο 3 του Σχ. 9.1, όπως περιγράφεται από τους πρωτοποριακούς υπολογισμούς του Icko Iben. Αν και οι συγκεκριμένες τιμές ποσοτήτων στα σύγχρονα μοντέλα διαφέρουν κάπως από αυτές που δίνονται εδώ, ακόμα και τα πιο εξελιγμένα μοντέλα δεν διαφέρουν ποιοτικά σε σημαντικό βαθμό από αυτούς τους υπολογισμούς. Οι μέγιστες τιμές των τεταγμένων για τις παραμέτρους του μοντέλου του Iben είναι $R = 1.2681 R_{\odot}$, $P = 1.3146 \times 10^{17} \text{ N m}^{-2}$, $T = 19.097 \times 10^6 \text{ K}$, $L = 2.1283 L_{\odot}$, $X_H = 0.708$, $X_3 = 5.15 \times 10^{-3}$, $X_{12} = 3.61 \times 10^{-3}$ και $X_{14} = 1.15 \times 10^{-2}$. Η ακτίνα του άστρου είναι $1.3526 R_{\odot}$. (Σχήμα προσαρμοσμένο από το Iben, *Ap. J.*, 147, 624, 1967)*.

Δείχνει την αύξηση της υδρογόνου θερμοκρασίας σε σχέση με το προσδεδεμένο σχήμα - από Cammell - Ostlie

Μετά την Κύρια Ακολουθία

Στη προηγούμενη διαφάνεια βλέπουμε ότι στο στάδιο 3, στον πυρήνα ενός αστέρα σαν τον ήλιο, το υδρογόνο έχει εξαντληθεί, οπότε και η παραγωγή ενέργειας μέσω της αλυσίδας pp και του κύκλου CNO έχει σταματήσει.

Η θερμοκρασία στον πυρήνα είναι αρκετά χαμηλότερη από τη θερμοκρασία που απαιτείται για την έναρξη της καύσης του He στον πυρήνα. Στον πυρήνα, λοιπόν, $L_r = 0$. Από την εξίσωση $\frac{dT}{dr} = -\frac{3\bar{\kappa}}{4\alpha c} \frac{\rho}{T^3} \frac{L_r}{4\pi r^2}$, προκύπτει ότι στον πυρήνα $\frac{dT}{dr} = 0$, άρα η θερμοκρασία στον πυρήνα είναι σταθερή, δηλ. ο πυρήνας είναι ισόθερμος.

Ένα άστρο από ιδανικό αέριο σε σταθερή θερμοκρασία θα αντιστοιχούσε σε πολύτροπο με $\gamma = 1$ δηλ. $n \rightarrow \infty$ και θα είχε άπειρη ακτίνα! Εντελώς ισόθερμα άστρα δεν υπάρχουν! Για να μπορεί το άστρο να είναι σε ΥΙ θα έπρεπε να έχουμε πολύ μεγάλο $\frac{d\rho}{dr}$ ($\frac{dP}{dr} = (\mathcal{R}T/\mu)d\rho/dr = -\frac{GM_r\rho}{r^2}$)

Αν όμως ο πυρήνας είναι ισόθερμος, μπορεί να υποστηρίξει το βάρος του υπερκείμενου περιβλήματος του

αστρου, μόνο αν ικανοποιείται η ανισότητα $\frac{M_{ic}}{M} < \left(\frac{M_{ic}}{M}\right)_{SC} \simeq 0.37 \left(\frac{\mu_{env}}{\mu_{ic}}\right)^2 \rightarrow$ όριο Schönberg-Chandrasekhar

ic : isothermal core – ισόθερμος πυρήνας

env : envelope – περίβλημα

μ : μέσο μοριακό βάρος

Παρόλο που στον πυρήνα έχει σταματήσει η παραγωγή ενέργειας, η θερμοκρασία είναι αρκετά ψηλή και υπάρχει διαθέσιμο υδρογόνο σε ένα **φλοιό** έξω από τον πυρήνα, όπου συμβαίνει σύντηξη υδρογόνου σε ήλιο.

Για ένα άστρο μίας ηλιακής μάζας περίπου, σε αυτή τη φάση, **η φωτεινότητα που οφείλεται στην καύση H σε He στον φλοιό, υπερβαίνει τη φωτεινότητα που οφειλόταν στον πυρήνα πάνω στη KA.**

Δεν φτάνει όμως όλη η παραγόμενη ισχύς στην επιφάνεια. Ένα μέρος της προκαλεί **μικρή διαστολή του εξωτερικού περιβλήματος** (envelope) του αστέρα, με αποτέλεσμα **τη μείωση της ενεργού θερμοκρασίας**. Έτσι, το σημείο **3 είναι προς τα δεξιά (μικρότερη θερμοκρασία)** και προς τα πάνω (μεγαλύτερη φωτεινότητα) στο HRD.

Η «στάχτη» (He) από τη «καύση» του H στο φλοιό προστίθεται στον πυρήνα He, ο οποίος μεγαλώνει σε μάζα και ακτίνα. Το άστρο κρυώνει λίγο ακόμα.

Αυτή η φάση σταματά όταν η μάζα του ισόθερμου πυρήνα ηλίου προς τη συνολική μάζα του αστέρα ξεπεράσει το όριο Schönberg-Chandrasekhar.

Απόδειξη της σχέσης για το όριο Schönberg-Chandrasekhar

$$\left(\frac{M_{ic}}{M}\right)_{SC} \simeq 0.37 \left(\frac{\mu_{env}}{\mu_{ic}}\right)^2$$

ic: isothermal core – ισόθερμος πυρήνας
env: envelope – περίβλημα
 μ : μέσο μοριακό βάρος

Από την εξίσωση υδροστατικής ισορροπίας $\frac{dP}{dr} = -\frac{GM_r \rho}{r^2}$ (1) και την εξίσωση συνέχειας μάζας $\frac{dM_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho$ (2) προκύπτει ότι:

$$\frac{dP}{dM_r} = -\frac{GM_r}{4\pi r^4} \Rightarrow 4\pi r^3 \frac{dP}{dM_r} = -\frac{GM_r}{r} \quad (3)$$

Ο αριστερός όρος της (3) ισούται με: $4\pi r^3 \frac{dP}{dM_r} = \frac{d(4\pi r^3 P)}{dM_r} - 12\pi r^2 P \frac{dr}{dM_r} = \frac{d(4\pi r^3 P)}{dM_r} - \frac{3P}{\rho}$ (4)

Από την (3) και (4) προκύπτει, ολοκληρώνοντας για όλη τη μάζα του ισόθερμου πυρήνα:

$$\int_0^{M_{ic}} \frac{d(4\pi r^3 P)}{dM_r} dM_r - \int_0^{M_{ic}} \frac{3P}{\rho} dM_r = - \int_0^{M_{ic}} \frac{GM_r}{r} dM_r \quad (5)$$

Ο πρώτος όρος στα αριστερά της εξ. (5) γίνεται $\int_0^{M_{ic}} \frac{d(4\pi r^3 P)}{dM_r} dM_r = 4\pi R_{ic}^3 P_{ic}$ (6)

Ο δεύτερος όρος στα αριστερά της εξ. (5) γίνεται $\int_0^{M_{ic}} \frac{3P}{\rho} dM_r = \frac{3M_{ic} k T_{ic}}{\mu_{ic} m_H} = 3N_{ic} k T_{ic} = 2K_{ic}$ (7)

όπου χρησιμοποιήθηκε η καταστατική εξίσωση ιδανικού μονοατομικού αερίου $\frac{P}{\rho} = \frac{k T_{ic}}{\mu_{ic} m_H}$ και ότι $N_{ic} = \frac{M_{ic}}{\mu_{ic} m_H}$ (8)

και $K_{ic} = (3/2)N_{ic} k T_{ic}$ (9) είναι η κινητική ενέργεια των σωματιδίων του ισόθερμου πυρήνα.

Ο όρος στα δεξιά της εξ. (5) είναι η δυναμική ενέργεια του πυρήνα: $-\int_0^{M_{ic}} \frac{GM_r}{r} dM_r = U_{ic}$ (10)

Οπότε η εξ. (5) δίνει τελικά $4\pi R_{ic}^3 P_{ic} - 2K_{ic} = U_{ic}$ (11)

Θεωρώντας ότι ο πυρήνας είναι σφαιρικός και ομοιογενής, η βαρυτική δυναμική ενέργεια ισούται με $U_{ic} \sim -\frac{3}{5} \frac{GM_{ic}^2}{R_{ic}}$ (12)

Αντικαθιστώντας την (9) και την (12) στην (11) και λύνοντας ως προς την πίεση P_{ic} , βρίσκουμε ότι:

$$P_{ic} = \frac{3}{4\pi R_{ic}^3} \left(\frac{M_{ic} k T_{ic}}{\mu_{ic} m_H} - \frac{1}{5} \frac{GM_{ic}^2}{R_{ic}} \right) \quad (13)$$

Τα ακρότατα της συνάρτησης (13) βρίσκονται ως εξής: $\frac{dP_{ic}}{dM_{ic}} = \frac{kT_{ic}}{\mu_{ic} m_H} - \frac{2}{5} \frac{GM_{ic}}{R_{ic}} = 0 \Rightarrow R_{ic} = \frac{2}{5} \frac{GM_{ic} \mu_{ic} m_H}{kT_{ic}}$ (14)

ή ισοδύναμα $M_{ic} = \frac{5}{2} \frac{R_{ic} k T_{ic}}{G \mu_{ic} m_H}$ (15)

Μπορείτε να διαπιστώσετε μέσω της δεύτερης παραγώγου ότι το ακρότατο αυτό είναι μέγιστο.

Αντικαθιστώντας τη (15) στη (13) βρίσκουμε ότι

$$P_{ic,max} = \frac{375}{64\pi} \frac{1}{G^3 M_{ic}^2} \left(\frac{kT_{ic}}{\mu_{ic} m_H} \right)^4 \quad (16)$$

Από την εξ. (16) βλέπουμε ότι αύξηση της μάζας του ισόθερμου πυρήνα συνεπάγεται την **μείωση** της μέγιστης τιμής που μπορεί να πάρει η πίεση στον πυρήνα.

Για να δούμε τώρα τι συμβαίνει στα υπερκείμενα του πυρήνα στρώματα που θα τα αναφέρουμε με τον όρο «περίβλημα» (envelope)

Ξεκινάμε πάλι από τη σχέση (3) $\frac{dP}{dM_r} = -\frac{GM_r}{4\pi r^4}$

Ολοκληρώνουμε τη σχέση αυτή από την επιφάνεια του αστέρα (πίεση ίση με μηδέν, και μάζα ίση με τη μάζα του περιβλήματος, δηλ. τη μάζα του αστέρα μείον τη μάζα του πυρήνα) μέχρι την επιφάνεια του πυρήνα (πίεση $P_{ic,env}$ και μάζα M_{ic}):

$$\begin{aligned} P_{ic,env} &= \int_0^{P_{ic,env}} dP \\ &= - \int_{M_{env}}^{M_{ic}} \frac{GM_r}{4\pi r^4} dM_r \\ &\simeq -\frac{G}{8\pi \langle r^4 \rangle} (M_{ic}^2 - M_{env}^2) \quad (17) \end{aligned}$$

Υποθέτουμε ότι μάζα του πυρήνα είναι πολύ μικρότερη από τη μάζα του αστέρα, οπότε μπορούμε να θεωρήσουμε ότι $M_{ic} \sim 0$ και $M_{env} \sim M$.

Κατά προσέγγιση θεωρούμε ότι $\langle r^4 \rangle = R^4/2$

οπότε $P_{ic,env} \sim \frac{G}{4\pi} \frac{M^2}{R^4} \quad (18)$

Από τον νόμο ιδανικού αερίου για τον πυρήνα προκύπτει ότι $T_{ic} = T_{ic,env} = \frac{P_{ic,env} \mu_{env} m_H}{\rho_{ic,env} k} \quad (19)$

Επιπλέον, κάνουμε μία πολύ χοντρική προσέγγιση ότι η πυκνότητα στη διεπιφάνεια μεταξύ του ισόθερμου πυρήνα και του περιβλήματος ισούται με $\rho_{ic,env} \sim \frac{M}{4\pi R^3/3} \quad (20)$

Από τις (19) και (20) προκύπτει ότι: $R \sim \frac{1}{3} \frac{GM}{T_{ic}} \frac{\mu_{env} m_H}{k}$ (21) οπότε αντικαθιστώντας στην (18) προκύπτει ότι:

$$P_{ic,env} \sim \frac{81}{4\pi} \frac{1}{G^3 M^2} \left(\frac{k T_{ic}}{\mu_{env} m_H} \right)^4 \quad (22)$$

Σε ισορροπία, θα πρέπει η πίεση $P_{ic,env} = P_{ic,max}$ (23) οπότε $\frac{M_{ic}}{M} \sim 0.54 \left(\frac{\mu_{env}}{\mu_{ic}} \right)^2$ (24)

Αυτός ο προσεγγιστικός υπολογισμός είναι πολύ κοντά στο όριο Schönberg-Chandrasekhar

$$\left(\frac{M_{ic}}{M} \right)_{SC} \simeq 0.37 \left(\frac{\mu_{env}}{\mu_{ic}} \right)^2 \quad (25)$$

Παράδειγμα

Εάν ένα άστρο έχει αρχική σύσταση $X = 0.68$, $Y = 0.30$ και $Z = 0.02$, και εάν υποτεθεί πλήρης ιονισμός στο σύνορο πυρήνα-περιβλήματος, βρίσκουμε:

$$\frac{1}{\mu_{env}} \sim 2X + \frac{3}{4}Y + \frac{1}{2}Z = 2 \times 0.68 + 0.75 \times 0.3 + 0.5 \times 0.02 \Rightarrow \mu_{env} = 0.63$$

Υποθέτοντας ότι όλο το υδρογόνο έχει μετατραπεί σε ήλιο στον ισόθερμο πυρήνα, έχουμε ότι στον πυρήνα $X = 0$, $Y = 0.98$, $Z = 0.02$.

$$\frac{1}{\mu_{ic}} \sim 2X + \frac{3}{4}Y + \frac{1}{2}Z = 2 \times 0 + 0.75 \times 0.98 + 0.5 \times 0.02 \Rightarrow \mu_{ic} = 1.34$$

Επομένως, από την εξ. (25), για το όριο Schönberg-Chandrasekhar είναι $\left(\frac{M_{ic}}{M} \right)_{SC} \simeq 0.37 \left(\frac{0.63}{1.34} \right)^2 \sim 0.08$

Δηλ. ο ισόθερμος πυρήνας θα καταρρεύσει όταν η μάζα του φτάσει στο ~8% της μάζας του άστρου.

Σχόλια

Η μάζα ενός ισόθερμου πυρήνα μπορεί να υπερβεί το όριο Schönberg-Chandrasekhar εάν μπορεί να βρεθεί μια επιπλέον πηγή πίεσης ώστε να συμπληρώσει την πίεση του ιδανικού αερίου.

Πρέπει να σημειωθεί ότι για αστέρες σαν τον ήλιο μεταξύ των σημείων 3 και 4 της εξέλιξης έχουμε μερικό εκφυλισμό στον πυρήνα. Σε αυτή τη περίπτωση η καταστατική εξίσωση είναι διαφορετική (βλ. μάθημα για την πίεση εκφυλισμού στο κεφ. των λευκών νάνων) και συμπεριλαμβάνει και την πίεση εκφυλισμού, η οποία είναι ανεξάρτητη της θερμοκρασίας (για πλήρη εκφυλισμό).

Οπότε μπορεί να αυξηθεί η μάζα του ισόθερμου πυρήνα, μέχρι ~13% της μάζας του αστέρα, χωρίς αυτός (ο πυρήνας) να καταρρεύσει, για αστέρες της τάξης της μίας ηλιακής μάζας.

Εξέλιξη στην Κύρια Ακολουθία Άστρων με Μεγάλη Μάζα

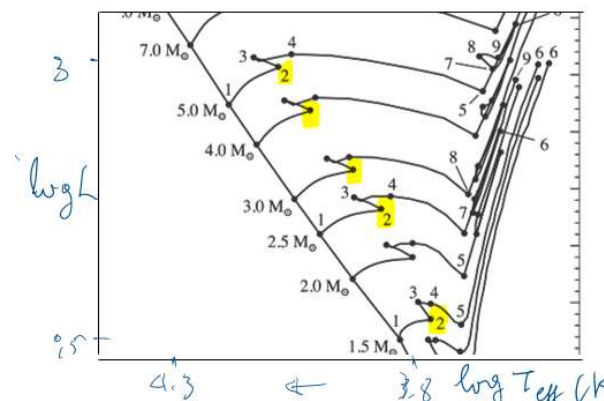
- ✓ Σε αστέρες μεγαλύτερης μάζας από $\sim 1.2 M_{\odot}$ στην κύρια ακολουθία, η σημαντικότερη διαφορά είναι ότι στον πυρήνα έχουμε διάδοση ενέργειας με μεταφορά (**convection**), όπως ήδη αναφέρθηκε.
→ δημιουργία ζώνης μεταφοράς στον πυρήνα
- ✓ Η ζώνη μεταφοράς συνεχώς **αναμειγνύει το υλικό διατηρώντας τη σύσταση του πυρήνα σχεδόν ομοιογενή** (αφού $t_{convection} \ll t_{nuclear}$)
- ✓ Για ακόμα μεγαλύτερες μάζες ($\sim 5 M_{\odot}$), η κεντρική ζώνη μεταφοράς μειώνεται κατά τη διάρκεια της καύσης του υδρογόνου, αφήνοντας στο τέλος μια μικρή βαθμίδα στη χημική σύσταση του πυρήνα.
- ✓ Για μεγαλύτερης ακόμα μάζας άστρα ($> 10 M_{\odot}$), η ζώνη μεταφοράς στον πυρήνα υποχωρεί πιο γρήγορα και εξαφανίζεται εντελώς πριν να εξαντληθεί το H στον πυρήνα.

Στα μεγαλύτερα άστρα ($> \sim 1.25 M_{\odot}$) το κλάσμα μάζας του υδρογόνου φτάνει περίπου την τιμή $X = 0.05$ στο σημείο 2 στο διπλανό σχήμα.

Το H έχει σχεδόν εξαντληθεί και το άστρο, αρχίζει **να συστέλλεται ολόκληρο**.

Λόγω της απελευθερούμενης βαρυτικής δυναμικής ενέργειας, **αυξάνεται ελαφρώς η φωτεινότητα**, ενώ **μειώνεται η ακτίνα (συστολή)**, οπότε **αυξάνεται η ενεργός θερμοκρασία** (το σημείο 3 είναι προς τα αριστερά και προς τα πάνω του σημείου 2).

→ Τέλος της φάσης εξέλιξης στην κύρια ακολουθία.



Πίνακας 6.1

Οι χρόνοι που διήλθαν από την είσοδο στην κύρια ακολουθία μηδενικής ηλικίας ως τα σημεία που υποδεικνύονται στο Σχ. 9.1, μετρημένα σε εκατομμύρια έτη (Δεδομένα από το Schaller κ.ά., *Astron. Astrophys. Suppl.*, 96, 269, 1992), Αρχική Μάζα.

Initial Mass ($M_{\odot}$)	1 6	2 7	3 8	4 9	5 10
25	0 6.51783	6.33044 7.04971	6.40774 7.0591	6.41337	6.43767
15	0 11.6135	11.4099 11.6991	11.5842 12.7554	11.5986	11.6118
12	0 16.1150	15.7149 16.4230	16.0176 16.7120	16.0337 17.5847	16.0555 17.6749
9	0 26.5019	25.9376 27.6446	26.3886 28.1330	26.4198 28.9618	26.4580 29.2294
7	0 43.4304	42.4607 45.3175	43.1880 46.1810	43.2291 47.9727	43.3388 48.3916
5	0 95.2108	92.9357 99.3835	94.4591 100.888	94.5735 107.208	94.9218 108.454
4	0 166.362	162.043 172.38	164.734 185.435	164.916 192.198	165.701 194.284
3	0 357.310	346.240 366.880	352.503 420.502	352.792 440.536	355.018
2.5	0 595.476	574.337 607.356	584.916 710.235	586.165 757.056	589.786
2	0 1148.10	1094.08 1160.96	1115.94 1379.94	1117.74 1411.25	1129.12
1.5	0 2910.76	2632.52	2690.39	2699.52	2756.73
1.25	0 5588.92	4703.20	4910.11	4933.83	5114.83
1	0 12269.8	7048.40	9844.57	11386.0	11635.8
0.8	0	18828.9	25027.9		

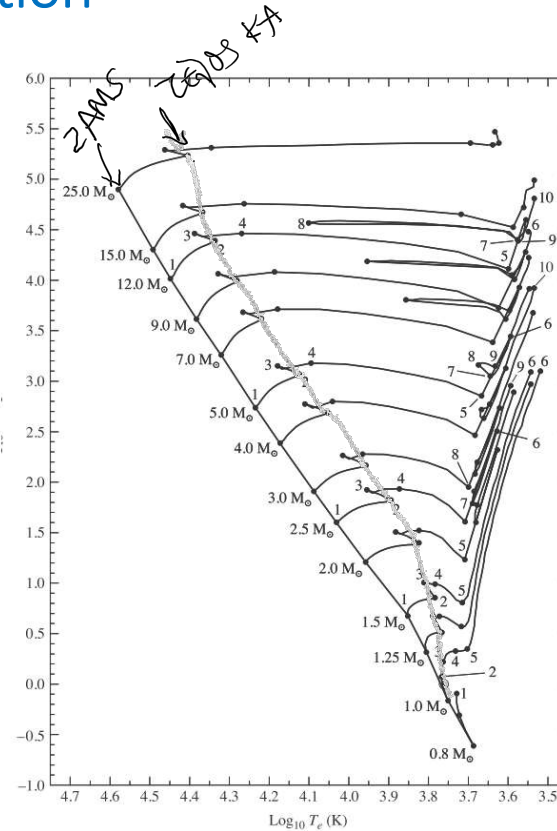
από Carroll & Ostlie

Μεταγενέστερα στάδια αστρικής εξέλιξης

- Όπως συζητήσαμε, η ζωή στη Κ.Α. «τελειώνει» στο σημείο 3 για άστρα περίπου σαν τον ήλιο ή μικρότερα, και στο σημείο 2 για άστρα μεγαλύτερης μάζας ($>\sim 1.25M_{\odot}$)
- Μετά την Κ.Α. ακολουθεί μία περίπλοκη σειρά από εξελικτικά στάδια που περιλαμβάνουν:
 - πυρηνικές «καύσεις» στον πυρήνα ή/και σε ένα ή περισσότερους φλοιούς γύρω από τον πυρήνα
 - διακοπή των καύσεων, που έχει ως αποτέλεσμα την αναπροσαρμογή της αστρικής δομής με συστολή ή διαστολή του πυρήνα ή/και του περιβλήματος.
 - Ανάπτυξη, σε διαφορετικά στάδια, και σε διαφορετικές περιοχές του άστρου, ζωνών μεταφοράς.
- Στη συζήτηση μέχρι εδώ υποθέσαμε ότι η μάζα του άστρου παραμένει σταθερή. Ωστόσο αυτό δεν ισχύει. Σε όλη τη διάρκεια της ζωής του άστρου (μεμονωμένου άστρου) υπάρχει **απώλεια μάζας** σε μορφή ανέμου. Η απώλεια μάζας γίνεται πολύ σημαντική στα τελευταία στάδια αστρικής εξέλιξης.
- Σημαντικό ρόλο στην εξέλιξη των άστρων μπορεί να παίζει επίσης η περιστροφή (και άλλοι παράγοντες που δεν έχουμε αναφέρει όπως turbulence και convective overshooting).
- Υπενθυμίζουμε ότι όλη η συζήτησή μας αφορά στην εξέλιξη μοναχικών άστρων

Η εξέλιξη μετά τη κύρια ακολουθία

Post main sequence evolution



Σχήμα 9.1

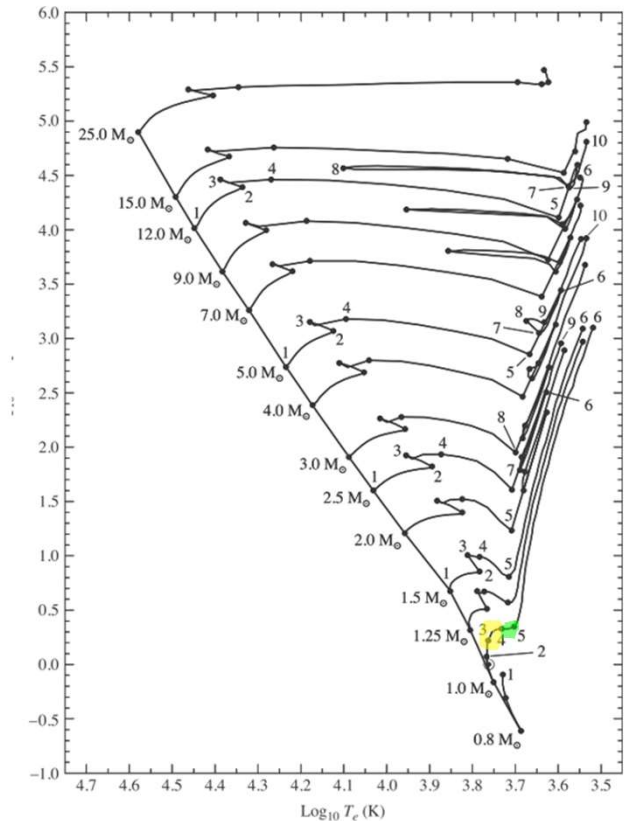
Σχ. 9.1 Τροχιές εξέλιξης της κύριας ακολουθίας και ύστερα από την κύρια ακολουθία άστρων με αρχική σύσταση $X=0.68$, $Y=0.30$ και $Z=0.02$. Η θέση του Ήλιου σήμερα (βλ. Σχ. 9.2) απεικονίζεται με το ηλιακό σύμβολο ($\odot$) ανάμεσα στα σημεία 1 και 2 στην τροχιά της $1 M_{\odot}$. Ο χρόνος που διήλθε ως τα σημεία που υποδεικνύονται στο διάγραμμα δίνεται στον Πίν. 9.1. Προκειμένου να γίνει πιο ευανάγνωστο το διάγραμμα, έχουν σημειωθεί μόνο τα σημεία στις εξελικτικές τροχιές των $0.8, 1.0, 1.5, 2.5, 5.0$ και $12.0 M_{\odot}$. Οι υπολογισμοί του μοντέλου περιλαμβάνουν απώλεια μάζας και υπερακοντισμό της μεταφοράς. Η διαγώνια γραμμή που ενώνει τον γεωμετρικό τόπο των σημείων 1 είναι η κύρια ακολουθία μηδενικής ηλικίας. Για ολοκληρωμένες και με πλήρες υπόμνημα εξελικτικές τροχιές των άστρων με $1 M_{\odot}$ και $5 M_{\odot}$, βλ. Σχ. 9.4 και 9.5 αντίστοιχα. (Δεδομένα από το Schaller κ.ά., *Astron. Astrophys. Suppl.*, 96, 269, 1992)

$$\left(\frac{M_{ic}}{M}\right)_{SC} \simeq 0.37 \left(\frac{\mu_{env}}{\mu_{ic}}\right)^2$$

Κλάδος των υπογιγάντων (subgiant branch –SGB)

4→5

- Για άστρα μικρής και μεσαίας μάζας, καθώς συνεχίζει η καύση H στον φλοιό, η μάζα του πυρήνα ηλίου αυξάνεται και φτάνει (στο σημείο 4 για άστρα σαν τον ήλιο) στο όριο SC, οπότε ο πυρήνας αρχίζει να συστέλλεται με την ταχεία κλίμακα χρόνου t_{KH} .
- Η απελευθερούμενη βαρυτική δυναμική ενέργεια προκαλεί διαστολή του περιβλήματος του άστρου, και αντίστοιχα πτώση της ενεργού θερμοκρασίας. Έτσι ο αστέρας μετατοπίζεται προς το ερυθρό στο διάγραμμα HR, και εισέρχεται στον λεγόμενο κλάδο των υπογιγάντων.
- η θερμοκρασία και η πυκνότητα του φλοιού καύσης υδρογόνου αυξάνονται και, αυξάνεται γρήγορα ο ρυθμός με τον οποίο παράγεται ενέργεια από τον φλοιό.
- Και πάλι διαστέλλεται το εξωτερικό κέλυφος του άστρου, απορροφώντας κάποια από την ενέργεια που παράγεται από τον φλοιό, προτού αυτή φτάσει την επιφάνεια. Οπότε η φωτεινότητα του άστρου σε αυτή τη φάση είτε αυξάνεται λίγο (για άστρα σαν τον ήλιο), ή παρουσιάζει μικρή μείωση πριν αρχίσει πάλι να αυξάνεται για άστρα μεσαίας μάζας.

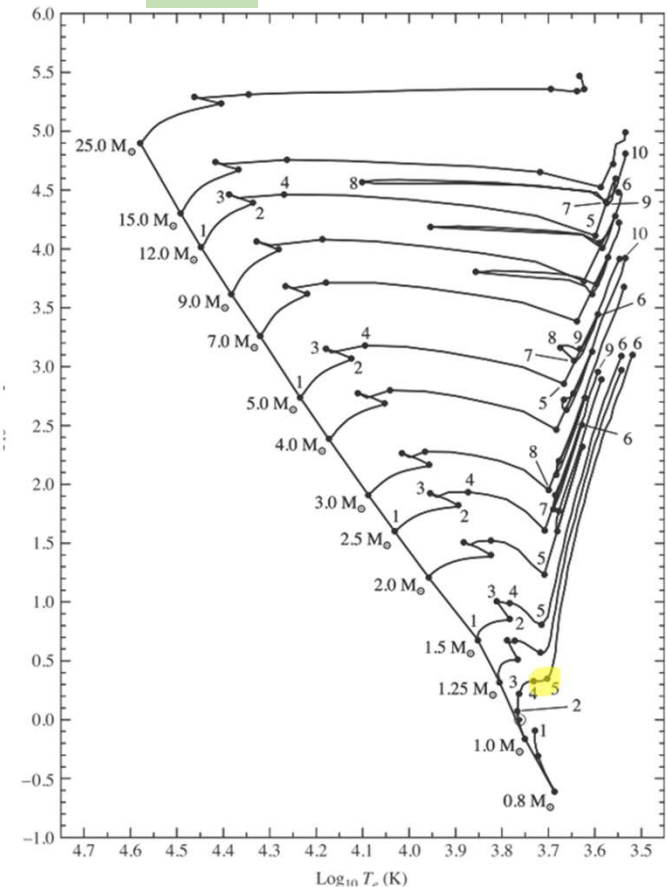


Κλάδος των ερυθρών γιγάντων – Red Giant Branch (RGB)

Γενικά χαρακτηριστικά: Καθώς το άστρο μεταβαίνει από το σημείο 5 στο σημείο 6, κατά μήκος δηλ. του κλάδου των ερυθρών γιγάντων, ο πυρήνας He εξακολουθεί να συστέλλεται, η σύντηξη H εξακολουθεί στο φλοιό γύρω από τον πυρήνα, ενώ το περίβλημα του άστρου έξω από τον φλοιό διαστέλλεται.

- Καθώς πλησιάζουμε στο σημείο 5, **αυξάνεται η αδιαφάνεια της ατμόσφαιρας** διότι λόγω της διαστολής του άστρου και μείωσης της επιφανειακής θερμοκρασίας, **δημιουργούνται αρνητικά ιόντα H^-** (κυρίως).
- Αυτή η αύξηση της αδιαφάνειας έχει ως αποτέλεσμα τη **δημιουργία ζώνης μεταφοράς** κοντά στην επιφάνεια.
- Καθώς εξελίσσεται το άστρο, η ζώνη μεταφοράς επεκτείνεται σε μεγαλύτερα βάθη στο εσωτερικό του άστρου, αυξάνοντας την αποδοτικότητα διάδοσης της ενέργειας, οπότε **αυξάνεται η φωτεινότητα του άστρου** (// προς το Hayashi track). Το άστρο αρχίζει να «ανεβαίνει» γρήγορα τον **κλάδο των γιγάντων**.

5→6

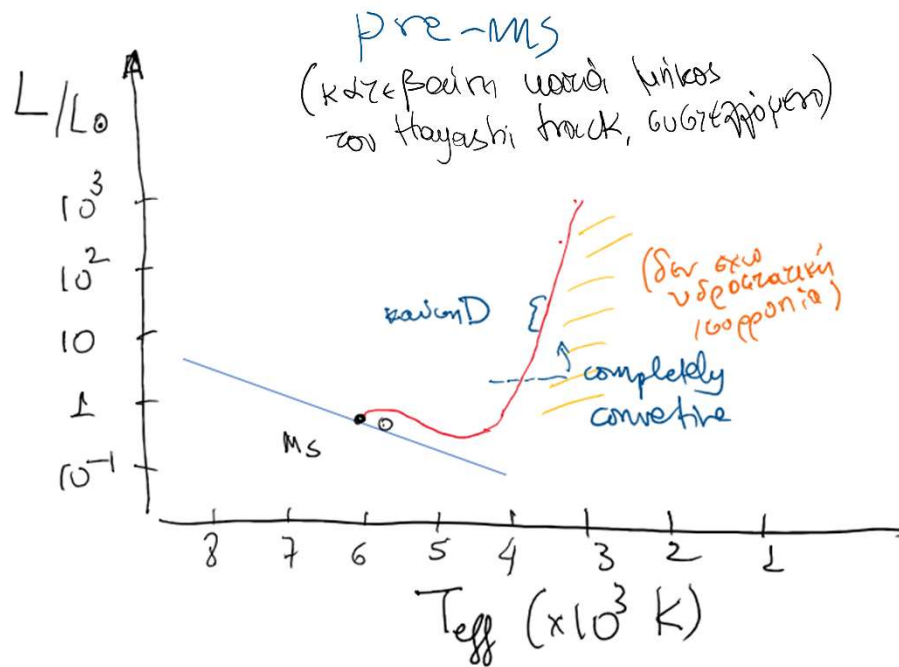


Όριο ευστάθειας για ρεύματα μεταφοράς ➡

$$L_r < \frac{16\pi acG}{3\kappa} \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{T^4}{P} M_r$$

Υπενθύμιση από μάθημα 13

Hayashi tracks



αυξάνει
τον H-track
διαστέλλομεν
αλλά (μικρό)

RGB

εύρα το άκρο

"αυξάνει" κατά
μήκος του Hayashi
track -

Διαστέλλεται ενώ η

$T \sim 6000$, οπότε
το $L \uparrow$.

* : Ξεκινάει γρήγορα convective

Κλάδος των ερυθρών γιγάντων – Red Giant Branch (RGB)

➤ **First dredge-up:** κάποια στιγμή η ζώνη μεταφοράς φτάνει τις περιοχές του άστρου όπου η σύσταση έχει αλλάξει λόγω πυρηνικών αντιδράσεων, με αποτέλεσμα τη μεταφορά αυτών των υλικών στην επιφάνεια, μεταβάλλοντας την μετρούμενη περιεκτικότητα των διαφόρων στοιχείων (μειωμένο Li, αυξημένο ^3He , μεταβολή των σχετικών περιεκτικότητων των στοιχείων CNO).

Το Li καταστρέφεται πολύ εύκολα σε θερμοκρασίες μεγαλύτερες από περίπου $2.5 \times 10^6 \text{K}$, δηλ. σε στρώματα αρκετά πάνω από τον πυρήνα, μέσω των αντιδράσεων:

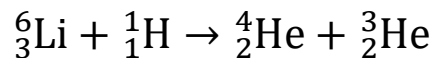
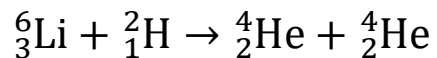
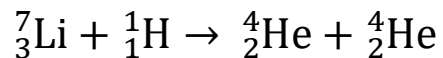
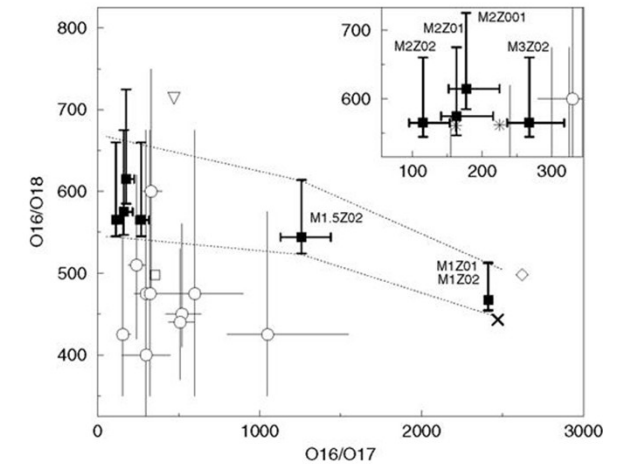


Figure 8



Modelled isotopic ratios with propagated errors derived from MC simulations for the seven stellar cases (filled squares, labelled with their mass and metallicity). The cross marks the initial oxygen ratios before 1dup for all cases. Spectroscopic data (circles) are from [Harris & Lambert \(1984\)](#) and [Harris et al. \(1988\)](#). Meteoric data are from SEAL203 (open square), SEAL235 (open triangle) ([Choi et al. 1998](#)) and solar (diamond). Dotted lines mark a band where $Z = 0.02$ stars are predicted to exist with our choice of initial abundances. Inset shows our 2–3 $M_{\odot}$ model predictions in more detail, as well as predictions of [El Eid \(1994\)](#) for $Z = 0.02$, 2 $M_{\odot}$ (left asterisk) and 3 $M_{\odot}$ (right asterisk).

Stoesz and Herwig 2003

- **Ο φλοιός καύσης H** εξακολουθεί να μετακινείται προς τα έξω μετατρέποντας το H του περιβλήματος σε He.
- Έτσι **αυξάνεται η μάζα του πυρήνα He**, που **εξακολουθεί να συστέλλεται** και να μειώνεται η ακτίνα του, οπότε η **πυκνότητα αυξάνεται συνεχώς**, όπως και η επιτάχυνση βαρύτητας στην επιφάνεια του πυρήνα.
(π.χ. για μάζα πυρήνα $0.35M_{\text{solar}}$ και ακτίνα $(1/40)R_{\text{solar}}$, η επιφανειακή επιτάχυνση βαρύτητας είναι (άσκηση) $1.4 \times 10^7 \text{dyn.cm}^2$ (κοντά στη τιμή που έχουμε στην επιφάνεια ενός λευκού νάνου – βλ. επόμενο κεφάλαιο).
- Λόγω της μεγάλης **πυκνότητας ο πυρήνας είναι εκφυλισμένος σχεδόν πλήρως, για άστρα $< \sim 2.3M_{\odot}$** - θα μιλήσουμε σε επόμενο μάθημα για την πίεση εκφυλισμού
- **Ο πυρήνας είναι ισόθερμος** λόγω της μεγάλης θερμικής αγωγιμότητας των εκφυλισμένων ηλεκτρονίων (πάντα για άστρα με μάζες $< \sim 2.3M_{\odot}$)

- Στο κέντρο του πυρήνα, υπάρχουν ισχυρές **απώλειες ενέργειας λόγω παραγωγής νετρίνων**, οπότε η θερμοκρασία μειώνεται εκεί.
- Ένα άλλο σημαντικό χαρακτηριστικό αυτής της φάσης (από το 5 στο 6) είναι ότι **η φωτεινότητα και η θερμοκρασία του φλοιού καύσης H εξαρτώνται μόνο από τη μάζα και την ακτίνα του πυρήνα και όχι από τη συνολική μάζα του άστρου. Έτσι οι ερυθροί γίγαντες δεν ακολουθούν τη σχέση φωτεινότητας-μάζας των άστρων της κύριας ακολουθίας.**

Παραγωγή νετρίνων σε πολύ θερμό και πυκνό πλάσμα

$$(i) \quad \gamma \rightarrow \nu + \bar{\nu} \quad (\text{plasma neutrino process}),$$

$$(ii) \quad \gamma + e^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu} \quad (\text{photo - neutrino process}),$$

and

$$(iii) \quad e^+ + e^- \rightarrow \nu + \bar{\nu} \quad (\text{pair annihilation process}).$$

There exist a few more, such as, neutrino bremsstrahlung process ($e^- + Z \xrightarrow{\text{magnetic field}} e^- + Z + \nu + \bar{\nu}$), photon-photon scattering ($\gamma + \gamma \rightarrow \nu + \bar{\nu}$ [14, 18, 19, 20]; $\gamma + \gamma \rightarrow \gamma + \nu + \bar{\nu}$ [21, 22]) etc. that may also have some significant effects under certain circumstances. In this paper we consider the following four important neutrino emission processes.

$$(1) \quad \gamma + Z \rightarrow \gamma + Z + \nu + \bar{\nu} \quad (\text{photo - coulomb neutrino process}),$$

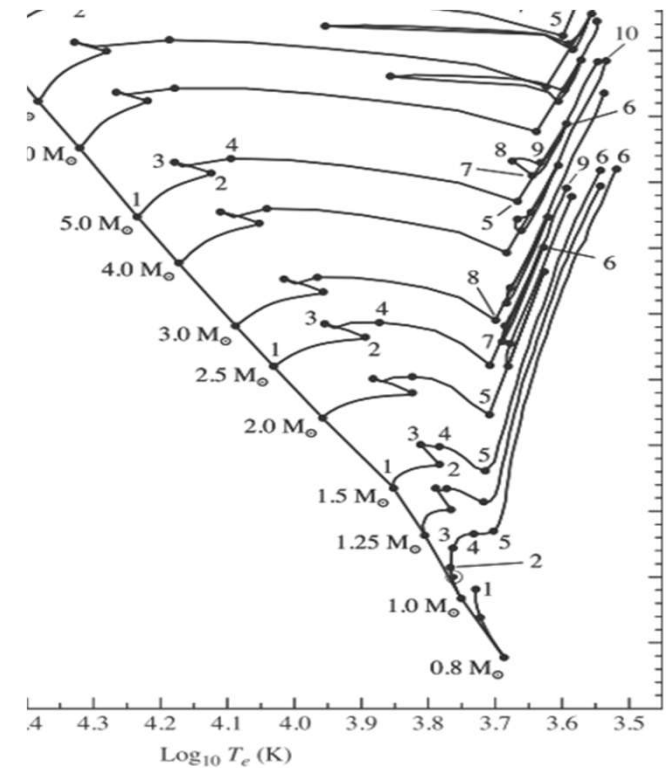
$$(2) \quad e^- + e^- \rightarrow e^- + e^- + \nu + \bar{\nu} \quad (\text{electron - neutrino bremsstrahlung}),$$

$$(3) \quad e^- \xrightarrow{\text{magnetic field}} e^- + \nu + \bar{\nu} \quad (\text{neutrino synchrotron process}),$$

$$(4) \quad e^- + Z \xrightarrow{\text{magnetic field}} e^- + Z + \nu + \bar{\nu} \quad (\text{bremsstrahlung in magnetic field}).$$

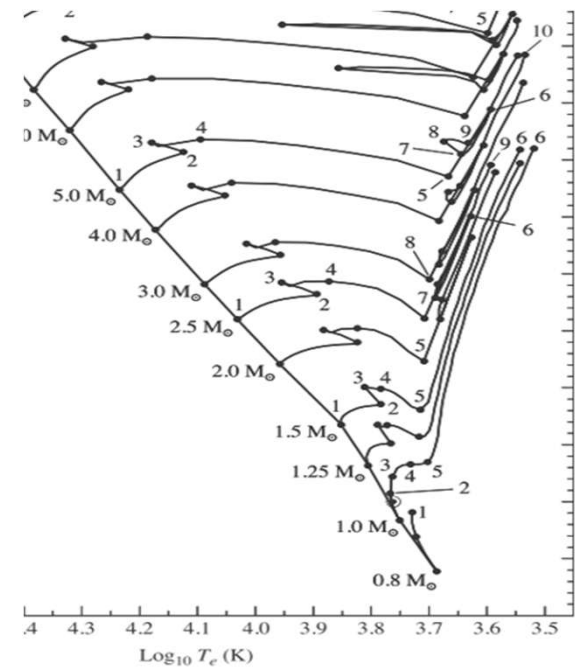
Άκρο του κλάδου των ερυθρών γιγάντων – μετάβαση προς τον οριζόντιο κλάδο Tip of the Red Giant Branch (TRGB) – Helium Flash - evolution towards the horizontal branch

- Στην κορυφή του RGB (σημείο 6) η κεντρική θερμοκρασία και πυκνότητα (π.χ. $1.3 \times 10^8 \text{ K}$ και $7.7 \times 10^6 \text{ kg m}^{-3}$ για ένα άστρο $5 M_{\odot}$) είναι αρκετά υψηλές ώστε να ξεκινήσει η σύντηξη πυρήνων He μέσω της διαδικασίας 3-alpha.
- Θυμηθείτε ότι το $\epsilon_{3\alpha}$ είναι ανάλογο προς T_8^{41} . Δηλ. μικρή αύξηση της θερμοκρασίας προκαλεί μεγάλη αύξηση στο ρυθμό παραγωγής ενέργειας, που με τη σειρά του προκαλεί διαστολή του πυρήνα.
- Όπως είδαμε στο κέντρο του πυρήνα η θερμοκρασία είναι χαμηλότερη λόγω ψύξης από τα νετρίνα, οπότε η σύντηξη ξεκινάει έξω από τη κεντρική περιοχή του πυρήνα.



Άκρο του κλάδου των ερυθρών γιγάντων – μετάβαση προς τον οριζόντιο κλάδο
Tip of the Red Giant Branch (TRGB) – Helium Flash - evolution towards the horizontal branch

- Η κυρίαρχη πηγή της φωτεινότητας του άστρου εξακολουθεί να είναι ο φλοιός (που περιβάλλει τον πυρήνα) καύσης υδρογόνου.
- Η διαστολή του πυρήνα σπρώχνει τον φλοιό προς τα έξω, οπότε ο φλοιός ψύχεται και μειώνεται ο ρυθμός παραγωγής ενέργειας σε αυτόν, οπότε μειώνεται και η φωτεινότητα του άστρου.
- Ταυτόχρονα, το εξωτερικό κέλυφος του άστρου (πέρα από τον φλοιό σύντηξης H) συστέλλεται και η ενεργός θερμοκρασία αρχίζει και πάλι να αυξάνεται. Το άστρο ακολουθεί μια καθοδική πορεία (μικρότερη λαμπρότητα) και προς τα δεξιά (δηλ. μεγαλύτερη θερμοκρασία).



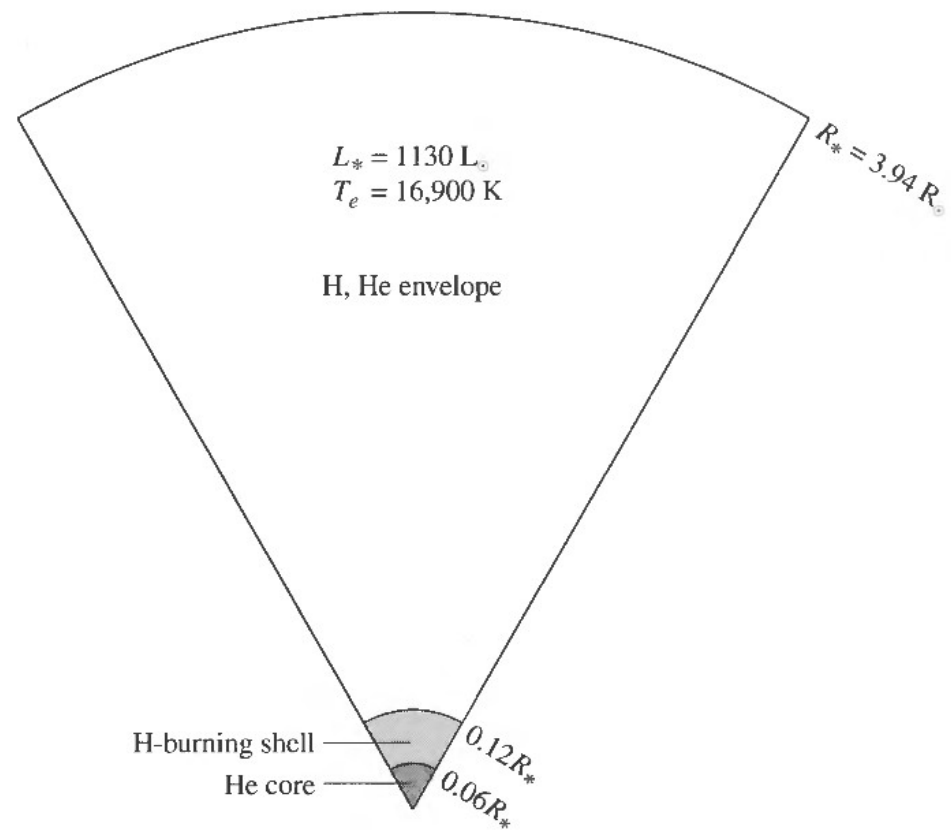
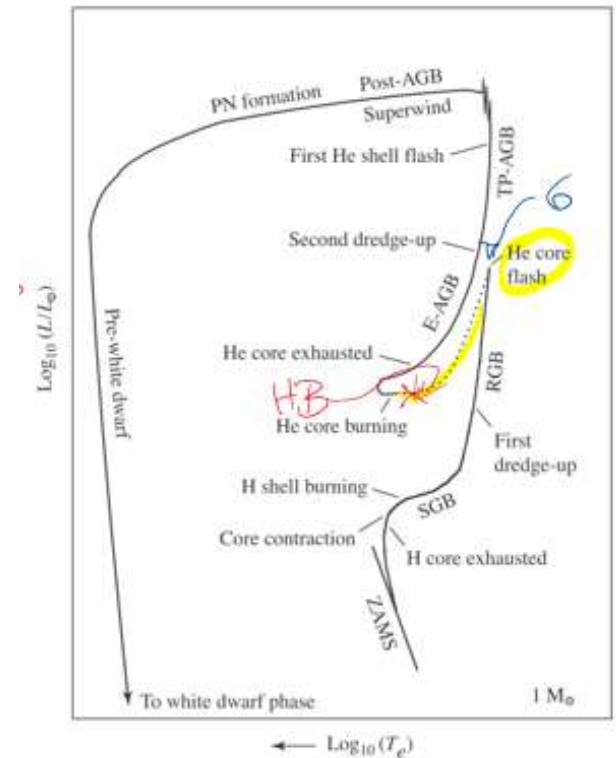


FIGURE 13.7 A $5 M_{\odot}$ star with a helium core and a hydrogen-burning shell shortly after shell ignition (point 3 in Fig. 13.1). (Data from Iben, *Ap. J.*, 143, 483, 1966.)

- Υπάρχει μία σημαντική διαφορά, όσον αφορά την φάση της έναρξης της σύντηξης του He στον πυρήνα, σε άστρα μάζας μικρότερης από $\sim 2.3 M_{\odot}$ (περίπου) σε σύγκριση με άστρα μεγαλύτερης μάζας.
- Η διαφορά αυτή οφείλεται στο ότι στα άστρα μικρότερης μάζας, η ύλη στον πυρήνα (τα ηλεκτρόνια) είναι εκφυλισμένη. Σε αυτή τη περίπτωση (βλ. κεφ. Λευκών Νάνων), η πίεση εξαρτάται ελάχιστα (ή καθόλου, στον πλήρη εκφυλισμό) από τη θερμοκρασία και έτσι **χάνεται η "αυτορρύθμιση" των πυρηνικών καύσεων** που έχουμε στη περίπτωση θερμικής πίεσης (όπου, όταν ο πυρήνας θερμαίνεται, η πίεση αυξάνεται -σύμφωνα με τον νόμο ιδανικών αερίων- και έτσι ο πυρήνας διαστέλλεται, οπότε πέφτει η θερμοκρασία, με αποτέλεσμα τον μετριασμό των πυρηνικών καύσεων).
- Με την **πίεση εκφυλισμού** δεν συμβαίνει αυτό. Η πίεση πλήρους εκφυλισμού **δεν εξαρτάται από τη θερμοκρασία**. Έτσι, όταν θερμαίνεται ο πυρήνας, δεν αυξάνεται η πίεση ώστε να προκληθεί διαστολή και να πέσει η θερμοκρασία. Έτσι η θερμοκρασία συνεχίζει να αυξάνεται, και όταν φτάσει περίπου στους 10^8K η σύντηξη He ξεκινά και εξελίσσεται πάρα πολύ γρήγορα, χωρίς να μετριάζεται. Μέσα σε λίγα δευτερόλεπτα παράγεται ισχύς $\sim 10^{11} L_{\odot} \rightarrow$ **Helium flash** (για άστρα με μάζας $< \sim 2.3 M_{\odot}$).
- Η παραγόμενη αυτή ισχύς δεν φτάνει στην επιφάνεια αλλά κατά μεγάλο μέρος χρησιμοποιείται για να **άρει τον εκφυλισμό** των ηλεκτρονίων, οπότε η πίεση γίνεται πάλι θερμική και **επανέρχεται η αυτορρύθμιση** των πυρηνικών καύσεων στον πυρήνα, οπότε **το άστρο μπαίνει στη φάση αυτορυθμιζόμενης (ευσταθούς) καύσης ηλίου στον πυρήνα και Η στον φλοιό $\rightarrow$ οριζόντιος κλάδος.**

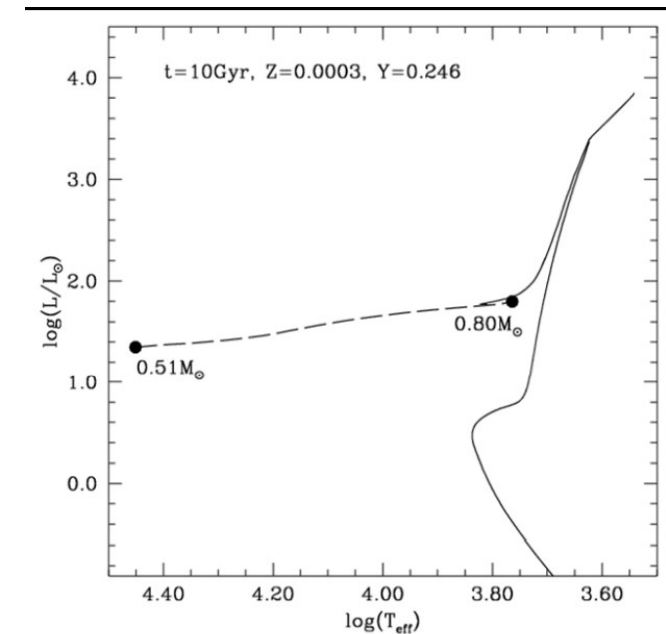
Οριζόντιος κλάδος – horizontal branch -HB

- Οι υπολογισμοί αστρικών μοντέλων άστρων μικρής μάζας σταματούν στο σημείο 6 (λόγω των πολύ γρήγορων χρονικών μεταβολών, θα απαιτούνταν πολύ μικρό βήμα ολοκλήρωσης και επομένως απαγορευτικά μεγάλος υπολογιστικός χρόνος).
- Η ενδιάμεση φάση συμβολίζεται με διακεκομμένη γραμμή στο evolutionary track άστρων μικρής μάζας. Οι υπολογισμοί ξαναρχίζουν όταν έχει καθιερωθεί η «ήρεμη» αυτορρυθμιζόμενη καύση του He και το άστρο βρίσκεται πλέον στον οριζόντιο κλάδο.
- Το άστρο, λοιπόν, μετά το He flash, καταλήγει σε ένα σημείο στο HR διάγραμμα, με χαμηλότερη φωτεινότητα και ψηλότερη θερμοκρασία, πάνω στον οριζόντιο κλάδο μηδενικής ηλικίας (**zero-age horizontal branch, ZAHB**).



Οριζόντιος κλάδος – horizontal branch -HB

- Ο οριζόντιος κλάδος είναι το ανάλογο της κύριας ακολουθίας, αλλά για την καύση He στον πυρήνα. Εξακολουθεί η καύση H στον φλοιό γύρω από τον πυρήνα.
- Το σε ποιο σημείο του ZAHB θα καταλήξει ένα άστρο φαίνεται ότι εξαρτάται κυρίως από τη μάζα του και τη σύσταση X_{CNO} . Άστρα στα οποία έχει συμβεί Helium flash, έχουν υποστεί μεγάλη απώλεια μάζας στη φάση αυτή, οπότε καταλήγουν να έχουν μικρότερη μάζα στο ZAHB. Ανάλογα με τη μάζα αυτή, «τοποθετούνται» σε διαφορετικά σημεία κατά μήκος του ZAHB, με τα μεγαλύτερης μάζας άστρα να είναι πιο κόκκινα (κοντά στο Hayashi track, δηλ. στον κλάδο RGB) και τα άστρα μικρότερης μάζας να είναι πιο μπλε.
- Στο HB ο πυρήνας του άστρου είναι convective (λόγω της μεγάλης φωτεινότητας από τη σύντηξη He).

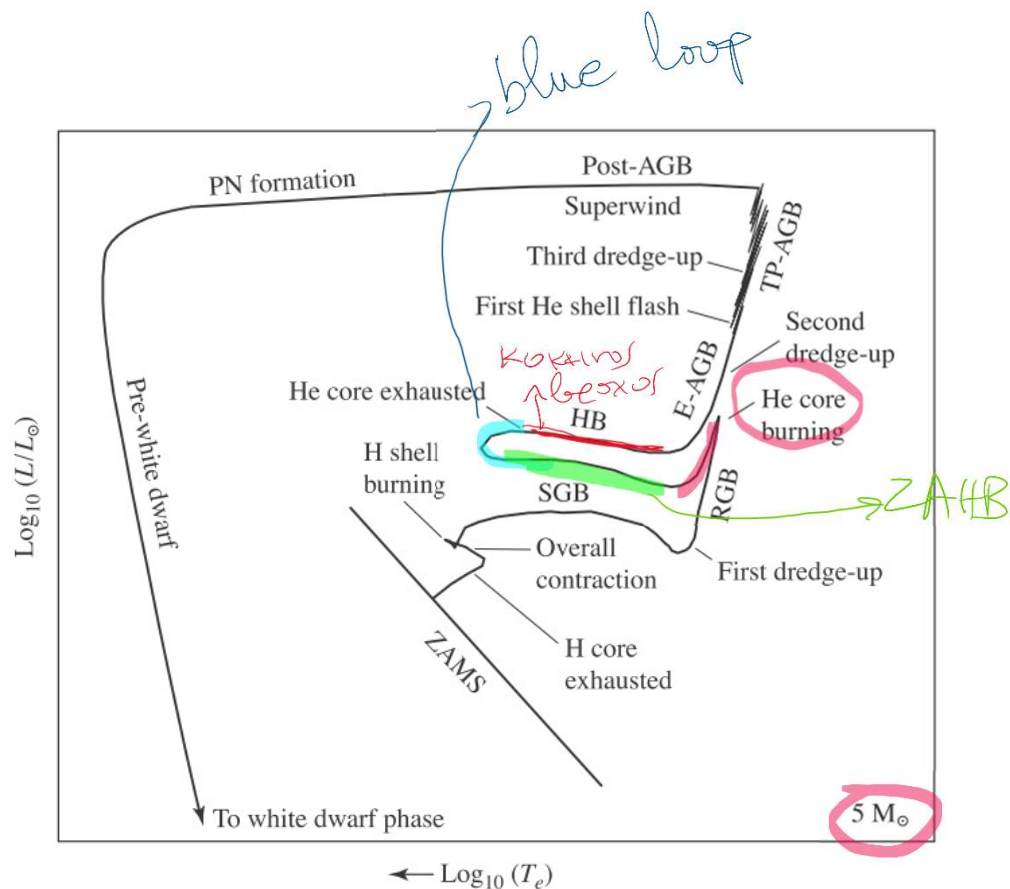


Τα άστρα μεγαλύτερης μάζας ($\sim 2.3M_{\odot}$ με $\sim 8M_{\odot}$) έχουν μεγαλύτερους πυρήνες He οι οποίοι **δεν είναι εκφυλισμένοι**, αλλά φτάνουν το όριο μάζας Schoenberg-Chandrasekhar, όπου δεν είναι πλέον σε υδροστατική ή θερμική ισορροπία.

Οπότε συστέλλονται (οι πυρήνες), θερμαίνονται και **ξεκινά η σύντηξη He πριν να προλάβει να επέλθει εκφυλισμός**.

Η σύντηξη του He γίνεται σε συνθήκες αυτορρύθμισης, οπότε δεν προκαλείται Helium flash.

Όπως και τα μικρότερης μάζας άστρα, και αυτά θερμαίνονται κατά τη διάρκεια της σύντηξης He, αλλά έχουν διαφορετικές μάζες πυρήνα και έτσι διαφορετικές φωτεινότητες από τα άστρα μικρότερης μάζας.



Σημείωση: Σε άστρα μάζας μεγαλύτερης από $\sim 8M_{\odot}$ η σύντηξη He γίνεται επίσης «ομαλά».

Εξέλιξη προς τον ασυμπτωτικό κλάδο

- Όταν η εξέλιξη του άστρου φτάσει στο πιο ακραίο προς το μπλε σημείο του ΖΑΗΒ, το μέσο μοριακό βάρος του πυρήνα έχει αυξηθεί τόσο ώστε ο πυρήνας να αρχίσει να συστέλλεται, με την επακόλουθη διαστολή και ψύξη του εξωτερικού περιβλήματος του άστρου.
- Τότε το άστρο ακολουθεί την αντίστροφη πορεία προς το κόκκινο (κόκκινος βρόχος του οριζόντιου κλάδου).
- Σύντομα μετά την είσοδο στον κόκκινο βρόχο, ο πυρήνας He εξαντλείται έχοντας μετατραπεί σε άνθρακα και οξυγόνο.

Σημείωση: Ο κόκκινος βρόχος αφορά κυρίως σε άστρα ενδιάμεσης μάζας. Τα άστρα μικρής μάζας ανεβαίνουν σχεδόν κατευθείαν τον ασυμπτωτικό κλάδο.
- Με τη συστολή του πυρήνα, αυξάνεται η θερμοκρασία του και αναπτύσσεται ένας θερμός φλοιός He γύρω από τον πυρήνα, όπου συμβαίνει σύντηξη He. Ο υπερκείμενος φλοιός H διαστέλλεται και ψύχεται, οπότε σταματάει εκεί πρόσκαιρα η σύντηξη.
- Κατά τη συστολή του πυρήνα CO, αυξάνει η παραγωγή νετρίνων, οπότε ψύχεται κάπως ο πυρήνας. Η αύξηση της πυκνότητας και μείωση της θερμοκρασίας έχουν ως συνέπεια να γίνει πάλι σημαντική η πίεση εκφυλισμού.
- Το άστρο έχει εισέλθει στη φάση Early Asymptotic Giant Branch (EAGB)

Ασυμπτωτικός κλάδος γιγάντων – Asymptotic Giant Branch – AGB

Early AGB – E-AGB

- Όταν, κατά την μετατόπιση του άστρου προς το κόκκινο, αυτό φτάσει στο Hayashi track, μετατοπίζεται προς τα πάνω, παράλληλα προς τον κλάδο των ερυθρών γιγάντων, πλησιάζοντας τον ασυμπτωτικά (εξ ου και ο όρος «Ασυμπτωτικός κλάδος γιγάντων»). Στην ουσία, η φάση αυτή είναι παρόμοια με τη φάση των ερυθρών γιγάντων, αλλά η πηγή ενέργειας είναι ο φλοιός σύντηξης He αντί του φλοιού σύντηξης H.
- Σε αυτή τη φάση συμβαίνει το **δεύτερο dredge-up** (παρόμοια αιτιολόγηση όπως το πρώτο dredge-up στον κλάδο των ερυθρών γιγάντων): η ζώνη μεταφοράς του εξωτερικού κελύφους βαθαίνει και εκτείνεται προς το εσωτερικό, φτάνοντας μέχρι τη χημική ασυνέχεια ανάμεσα στο πλούσιο σε υδρογόνο εξωτερικό περίβλημα και την πλούσια σε ήλιο περιοχή πάνω από τον φλοιό καύσης ηλίου.
- Η ανάμειξη που προκύπτει από το δεύτερο dredge-up, **αυξάνει το ποσό του He και του N στον εξωτερικό φλοιό**. (Η αύξηση του N οφείλεται στην προηγούμενη μετατροπή του C και του O σε N, στην περιοχή μεταξύ των φλοιών).

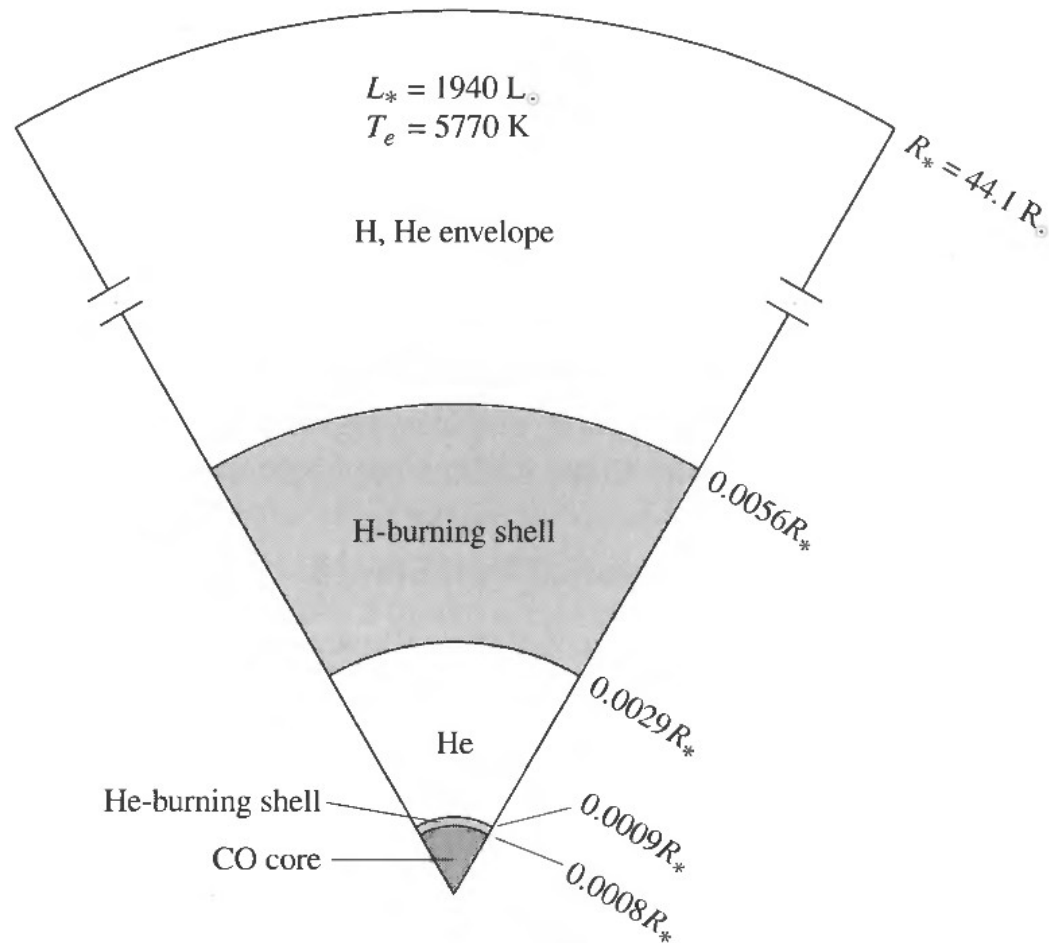


FIGURE 13.8 A $5 M_\odot$ star on the early asymptotic giant branch with a carbon–oxygen core and hydrogen- and helium-burning shells. Note that relative to the surface radius, the scale of the shells and core has been increased by a factor of 100 for clarity. (Data from Iben, *Ap. J.*, 143, 483, 1966.)

Thermal Pulse AGB (TP-AGB)

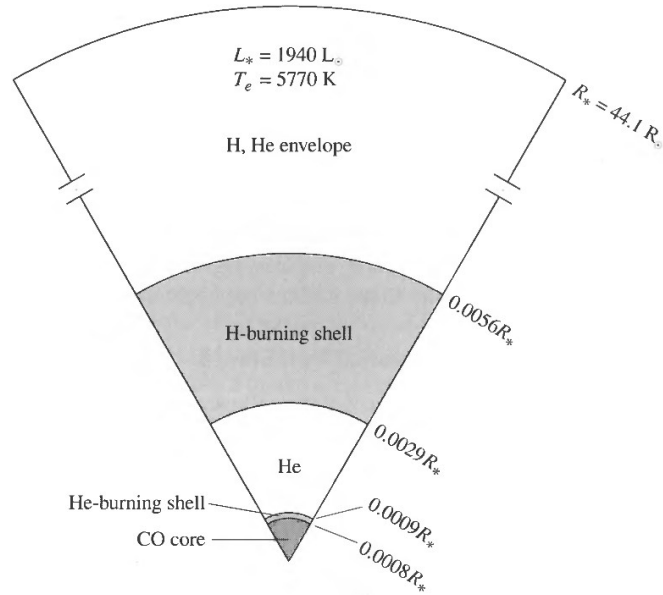
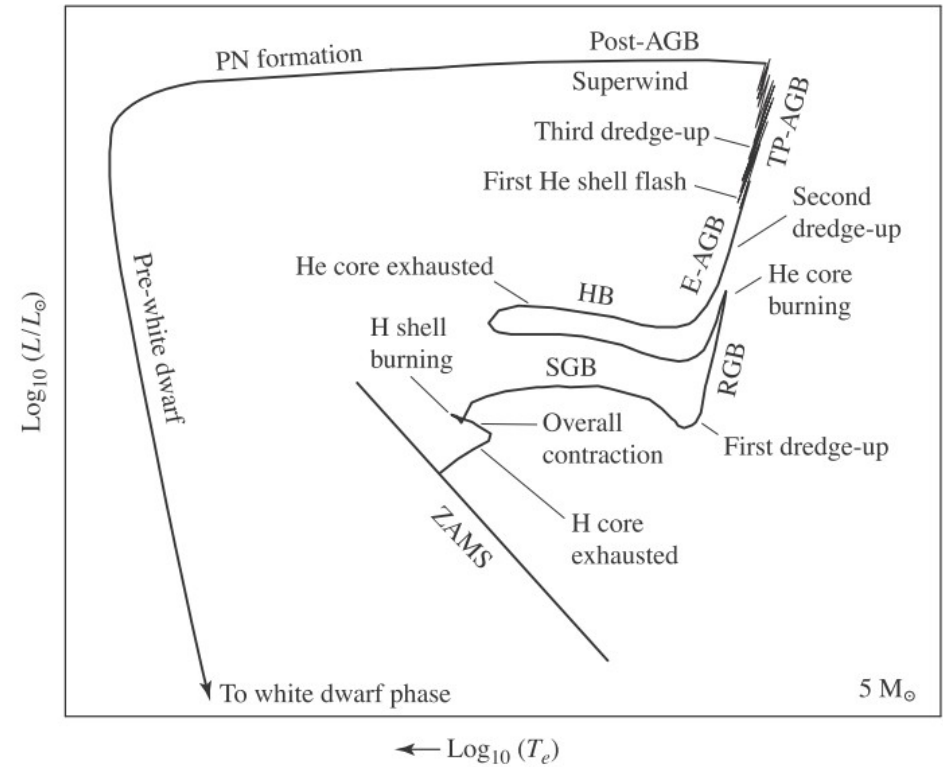


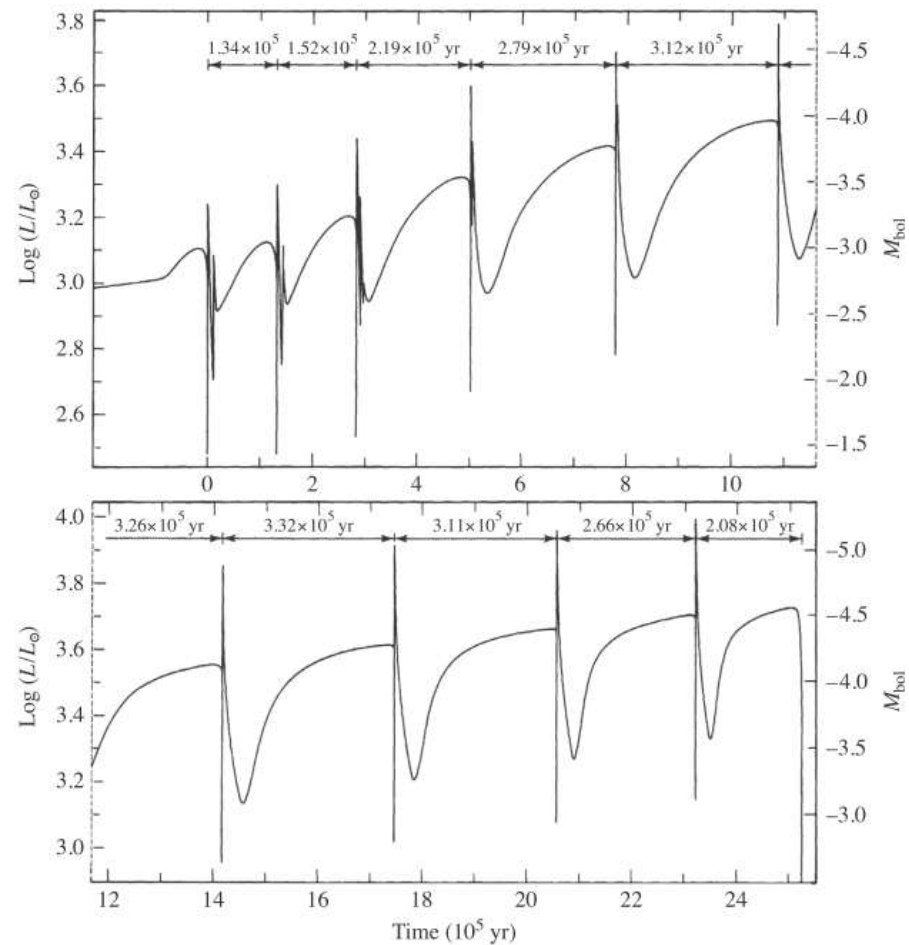
FIGURE 13.8 A $5 M_{\odot}$ star on the early asymptotic giant branch with a carbon–oxygen core and hydrogen- and helium-burning shells. Note that relative to the surface radius, the scale of the shells and core has been increased by a factor of 100 for clarity. (Data from Iben, *Ap. J.*, 143, 483, 1966.)



σταματάει εκεί η σύντηξη.

- Όταν μειωθεί η καύση στον φλοιό He, ο φλοιός H επανέρχεται στην προηγούμενη κατάσταση και η καύση του αρχίζει εκ νέου, με τη διαδικασία να επαναλαμβάνεται.

➤ Η περίοδος ανάμεσα στις αναπάλσεις είναι συνάρτηση της μάζας του άστρου και κυμαίνεται από χιλιάδες χρόνια για άστρα με μάζα κοντά στις $5M_{\odot}$ ως εκατοντάδες χιλιάδες χρόνια για άστρα χαμηλής μάζας ($0.6M_{\odot}$), με το πλάτος της ανάπαλσης να αυξάνεται σε κάθε επόμενο γεγονός.



Σχήμα 9.9

Χρόνος. Η επιφανειακή φωτεινότητα ως συνάρτηση του χρόνου για ένα αστρικό μοντέλο $0.6 M_{\odot}$ το οποίο υπόκειται εκλάμψεις φλοιού ηλίου στον ΑΚΓ-ΘΠ. (Σχήμα προσαρμοσμένο από το Iben, *Ap. J.*, 260, 821, 1982)

Τρίτο dredge-up - carbon stars

- Λόγω της απότομης αύξησης της ροής ενέργειας από τον φλοιό καύσης ηλίου κατά τη διάρκεια ενός επεισοδίου έκλαμψης, σχηματίζεται μια ζώνη μεταφοράς ανάμεσα στον φλοιό καύσης He και στον φλοιό καύσης H.
- Ταυτόχρονα, η εξωτερική ζώνη μεταφοράς (του περιβλήματος) αυξάνεται σε μέγεθος λόγω της έντασης των παλμών.
- Για άστρα μεγαλύτερα από 2 ηλιακές μάζες, οι δύο ζώνες μεταφοράς συγχωνεύονται, και φτάνουν μέχρι περιοχές όπου συντίθεται άνθρακας (μεταξύ του φλοιού He και H) → third dredge-up
- Από τις επαναλαμβανόμενες εκλάμψεις ηλίου και τα διαδοχικά third dredge-up αυξάνεται ο άνθρακας στην ατμόσφαιρα του άστρου, και το αρχικά πλούσιο σε οξυγόνο φάσμα ενός άστρου θα μετατραπεί σε ένα φάσμα πλούσιο σε άνθρακα.
- Όταν οι αριθμοί των ατόμων C και των ατόμων O είναι ίσοι, τα άτομα παραμένουν δεσμευμένα σε μόρια CO. Αν ο αριθμός των ατόμων O είναι μεγαλύτερος, εμφανίζονται μοριακές μπάντες TiO (**M giants**). Αν ο αριθμός των ατόμων άνθρακα είναι μεγαλύτερος, τότε, δημιουργούνται χαρακτηριστικές μοριακές μπάντες C₂, CN, CH κλπ → αστέρες άνθρακα – **carbon stars**.

- Ανάμεσα στους φασματικούς τύπους M και C είναι τα άστρα φασματικού τύπου S. Αυτά τα άστρα εμφανίζουν γραμμές ZrO στις ατμόσφαιρές τους, οι οποίες αντικαθιστούν τις γραμμές TiO των άστρων M.
- Τα φάσματα άστρων TP-AGB εμφανίζουν γραμμές απορρόφησης από βαριά ασταθή στοιχεία όπως το $^{99}_{43}\text{Tc}$ (τεχνητίο) που έχει χρόνο ημιζωής $\sim 200.000\text{yr}$. Το τεχνητίο πρέπει να έχει **πρόσφατα** δημιουργηθεί στο εσωτερικό του άστρου, μέσω της διαδικασίας s-process (slow neutron capture), και να έχει μεταφερθεί με ρεύματα μεταφοράς (third dredge up) στην επιφάνεια του άστρου.

s-process

- ✓ Με τη διαδικασία s-process ο πυρήνας προσλαμβάνει ένα νετρόνιο, οπότε δημιουργείται ένα ισότοπο μεγαλύτερης μάζας.
- ✓ Το ισότοπο αυτό διασπάται μέσω διάσπασης β ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$) και
- ✓ έτσι δημιουργείται ένας πυρήνας με μεγαλύτερο ατομικό αριθμό κατά ένα, από τον αρχικό.
- ✓ Η διαδικασία είναι «αργή» γιατί προλαβαίνει να γίνει η διάσπαση β , πριν από τη πρόσληψη δεύτερου νετρονίου.
- ✓ Η διαδικασία αυτή δεν απαιτεί υψηλές θερμοκρασίες, εφόσον δεν υπάρχει φράγμα Coulomb που να πρέπει να ξεπεραστεί.
- ✓ Πρέπει όμως να υπάρχει επαρκής ροή νετρονίων

Απώλεια μάζας στον κλάδο AGB και δημιουργία σκόνης

- Μεγάλοι ρυθμοί απώλειας μάζας μέχρι της τάξης των $10^{-4} M_{\odot} / \text{yr}$.
- Οι ενεργές θερμοκρασίες αυτών των άστρων είναι επίσης αρκετά ψυχρές (γύρω στα 3000 K).
 - **σχηματίζονται κόκκοι σκόνης** στο υλικό που αποβάλλεται.
- Εφόσον οι κόκκοι πυριτιούχων ενώσεων τείνουν να σχηματίζονται σε περιβάλλοντα πλούσια σε οξυγόνο και οι κόκκοι γραφίτη θα σχηματιστούν σε ένα περιβάλλον πλούσιο σε άνθρακα, η σύσταση του μεσοαστρικού υλικού μπορεί να σχετίζεται με τον σχετικό αριθμό άστρων πλουσίων σε άνθρακα και σε οξυγόνο.

Το άστρο άνθρακα CW Leonis μέσα σε ένα πυκνό μανδύα σκόνης - HST



- **Δεν κατανοούμε ακόμα καλά τους μηχανισμούς απώλειας μάζας στη φάση αυτή.**

Σενάρια:

- ✓ Σύνδεση με τις διαδοχικές εκλάμψεις του φλοιού He
- ✓ Σύνδεση με τις περιοδικές αναπάλσεις των LPVs (long period variables)
- ✓ Υψηλή φωτεινότητα, χαμηλή επιφανειακή επιτάχυνση βαρύτητας (μεγάλη ακτίνα) → ισχυρή πίεση ακτινοβολίας πάνω στους κόκκους σκόνης

Το τέλος της φάσης του ασυμπτωτικού κλάδου

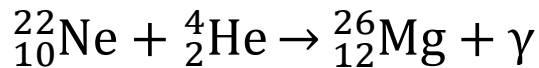
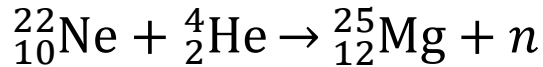
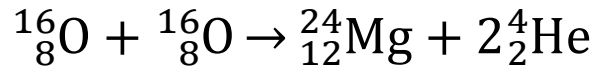
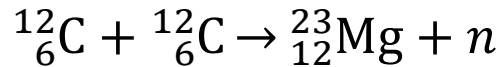
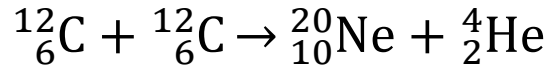
- Η εξέλιξη του άστρου μετά το στάδιο AGB εξαρτάται από την αρχική του μάζα και από την μάζα που έχει χάσει στη διάρκεια της ζωής του.
 - Φαίνεται ότι η τελική εξελικτική συμπεριφορά των άστρων μπορεί να χωριστεί σε δύο βασικές ομάδες:
 - αυτών με μάζες στη ZAMS πάνω από $8 M_{\odot}$
 - και αυτών με μάζες μικρότερες από $8 M_{\odot}$,
- και έχει να κάνει με το αν ο πυρήνας του άστρου μπορεί να εξακολουθήσει να έχει σημαντικές πυρηνικές καύσεις ή όχι.

Το τέλος της φάσης του ασυμπτωτικού κλάδου – άστρα $< \sim 8 M_{\odot}$

➤ Για άστρα με $M_{\text{ZAMS}} < \sim 8 M_{\odot}$

- Ο φλοιός καύσης He μετατρέπει όλο και περισσότερο He σε C και έπειτα σε O, αυξάνοντας τη μάζα του πυρήνα C-O.
- Ο πυρήνας εξακολουθεί να συστέλλεται, αυξάνοντας τη κεντρική του πυκνότητα. Επίσης, η απώλεια ενέργειας από νετρίνα, οδηγεί σε κάποια μείωση της θερμοκρασίας του πυρήνα. Έτσι, η πίεση εκφυλισμού των εκφυλισμένων ηλεκτρονίων κυριαρχεί και πάλι (όπως και στη φάση της ανόδου του άστρου στον κλάδο RGB).
- Για άστρα με $M_{\text{ZAMS}} < \sim 4 M_{\odot}$ ο πυρήνας C-O δεν θα γίνει ποτέ αρκετά μαζικός και θερμός ώστε να προκληθεί πυρηνική ανάφλεξη.
- Για άστρα με $4 M_{\odot} < M_{\text{ZAMS}} < \sim 8 M_{\odot}$, αν δεν ληφθεί υπόψη η απώλεια μάζας, θα περιμέναμε να συμβεί καταστροφική κατάρρευση του πυρήνα (παρά την πίεση εκφυλισμού). Η μέγιστη τιμή που μπορεί να έχει ο πλήρως εκφυλισμένος πυρήνας είναι $1.4 M_{\odot}$ → όριο Chandrasekhar.
- Ωστόσο λόγω της σημαντικής απώλειας μάζας, τελικά δεν συμβαίνει καταστροφική κατάρρευση, αλλά τα άστρα σε αυτή τη περιοχή μαζών οδηγούνται σε επιπλέον πυρηνοσύνθεση στον πυρήνα, ο οποίος μετατρέπεται σε πυρήνα ONeMg, με μάζα κάτω από το όριο Chandrasekhar.

➤ Οι κύριες θερμοπυρηνικές αντιδράσεις σε αυτή τη φάση είναι οι:



➤ Προς το τέλος της παραμονής του άστρου στον κλάδο AGB, η απώλεια μάζας επιταχύνεται , καθώς τα εξωτερικά στρώματα του άστρου γίνονται όλο και πιο χαλαρά δεσμευμένα (βαρυτικά) στο άστρο

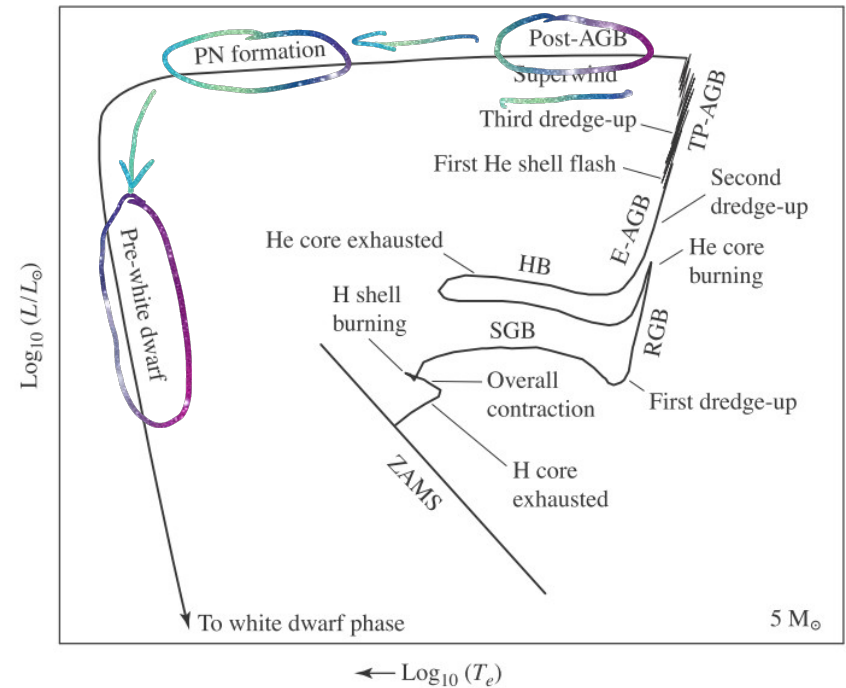
➤ Προς το τέλος της φάσης AGB, έχουμε δημιουργία super-winds

→ πηγές OH/IR (θέρμανση οπτικά πυκνής σκόνης, η οποία εκπέμπει θερμικά στο IR. Εκπομπή maser από μόρια OH)

POST-AGB:

- η σκόνη γίνεται οπτικά αραιή, ενώ το άστρο αποπέμπει ότι έχει απομείνει από το εξωτερικό του περίβλημα (παραμένουν οι φλοιοί H και He).
- Το άστρο μετακινείται οριζόντια προς το μπλε (ψηλές θερμοκρασίες) στο διάγραμμα HR.
- Αυτό που μένει στο τέλος είναι ένα θερμό κεντρικό αντικείμενο με ένα εκφυλισμένο πυρήνα C-O ή ONeMg, περιβαλλόμενο από ένα λεπτό φλοιό He και H.
- Το αντικείμενο αυτό δεν έχει πηγές ενέργειας, και ψύχεται σιγά σιγά → λευκός νάνος (επόμενο κεφάλαιο).
- Το θερμό κεντρικό αντικείμενο διεγείρει το οπτικά αραιό υλικό που έχει αποπεμφθεί από το κεντρικό άστρο, (→ χαρακτηριστικά γραμμικά φάσματα εκπομπής) δημιουργώντας τα λεγόμενα πλανητικά νεφελώματα (planetary nebulae).

(όλα αυτά για άστρα $< \sim 8 M_{\odot}$)



Πλανητικά νεφελώματα



Credit G. Bonnín – based on HST images