24. Zentrales Heliumbrennen und spätere Entwicklungsphasen

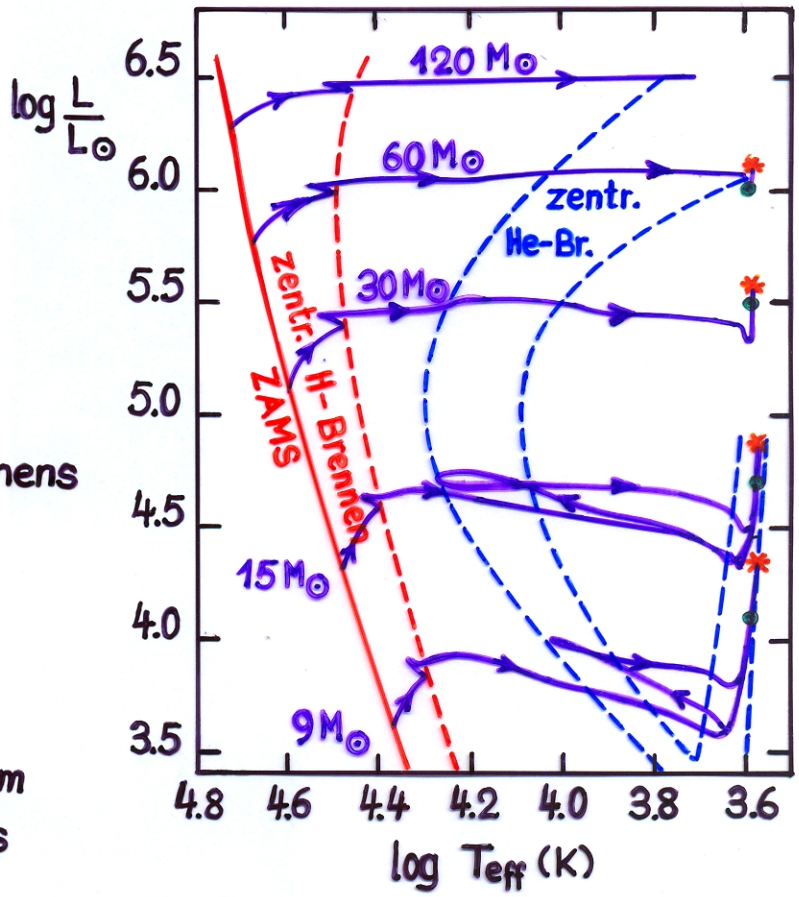
▶ Mit der Erreichung des zentralen Heliumbrennens hat ein Stern bereits 80–90% seiner Lebenserwartung als nuklear brennender Stern hinter sich. Nach dem zentralen Heliumbrennen beschleunigt sich die Entwicklung rapide.

24.1. Zentrales Heliumbrennen

▶ Einige wichtige Eigenschaften von Sternen mit zentralem He-Brennen hängen von der Masse ab. Machen daher Fallunterscheidung:

a) Sterne mit $M \gtrsim 10\,M_\odot$ erreichen das He-Brennen bevor sie zur HL gelangen.

- $\tau_{He} \approx 10\text{–}20\%\ \tau_H$
  wegen $Q_{3\alpha} \approx 0.1\ Q_{H\to He}$
- $L_{He\text{-}Br.} > L_{H\text{-}Br}$
- $\nu_{3\alpha} \approx 20\text{–}40 \rightarrow \exists$ konvektiven Kern während des zentr. He-Brennens
- nach dem zentr. He-Brennen $\exists$ He-Schalenquelle um Kern aus ~50% ^{12}C und ~50% ^{16}O. Kern kontrahiert sofort nach dem zentr. He-Brennen $\rightarrow T_c \uparrow$ bis zur Zündung des C-Brennens



Entwicklung mit X=0.7, Z=0.03
• Zünden des C-Brennens
* Kollaps des Sternzentrums (SN)

b) Sterne mit $5M_\odot \lesssim M \lesssim 15M_\odot$ machen während des zentr. He-Brennens Schleifen im HRD, die von der HL nach links und wieder zurück zur HL führen. Beginn des zentr. He-Brennens an der HL (bei Punkt E, vgl. dazu die Entwicklung des $5M_\odot$– und des $7M_\odot$-Sterns)

Entwicklungswege im Hertzsprung-Russel-Diagramm für Sterne von 3.5 bis 120 Sonnenmassen

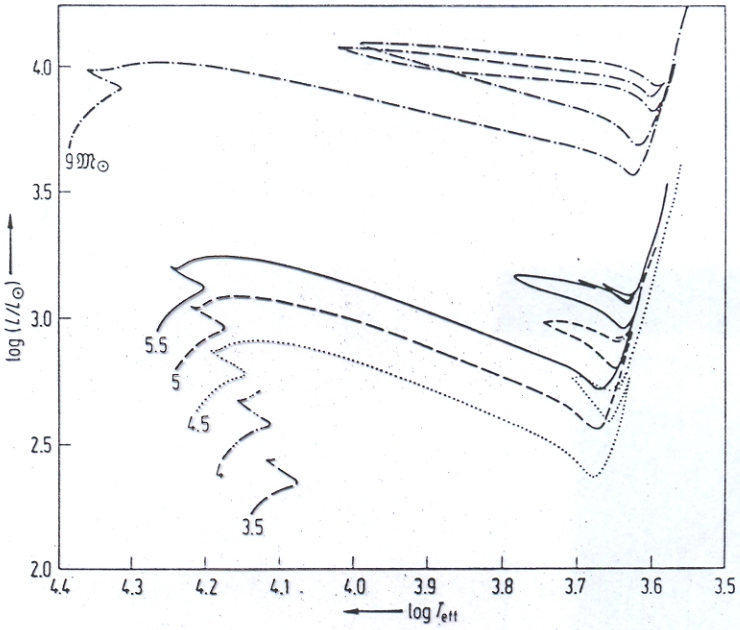
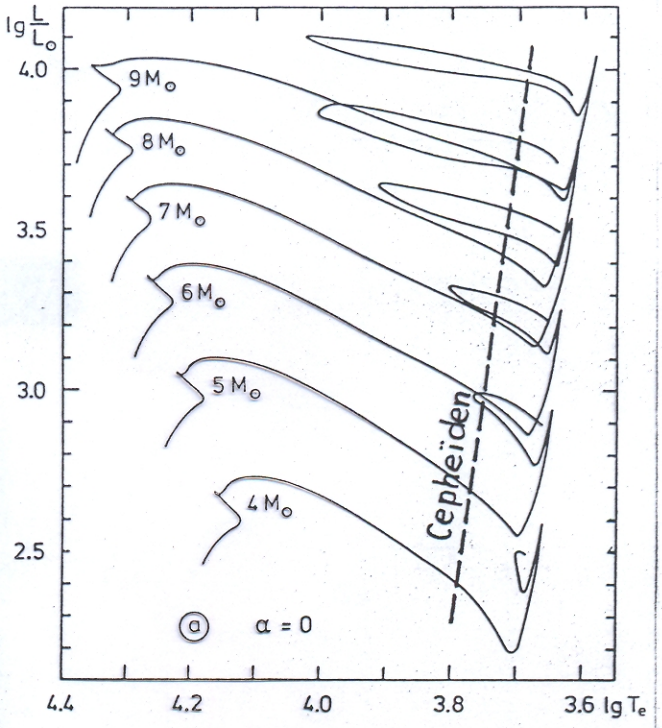


Fig. 8. Evolutionary tracks for stars with 3.5 to 9$\mathfrak{M}_\odot$, X=0.602, Y=0.354, Z=0.044 [78]. T_{eff} in [K].



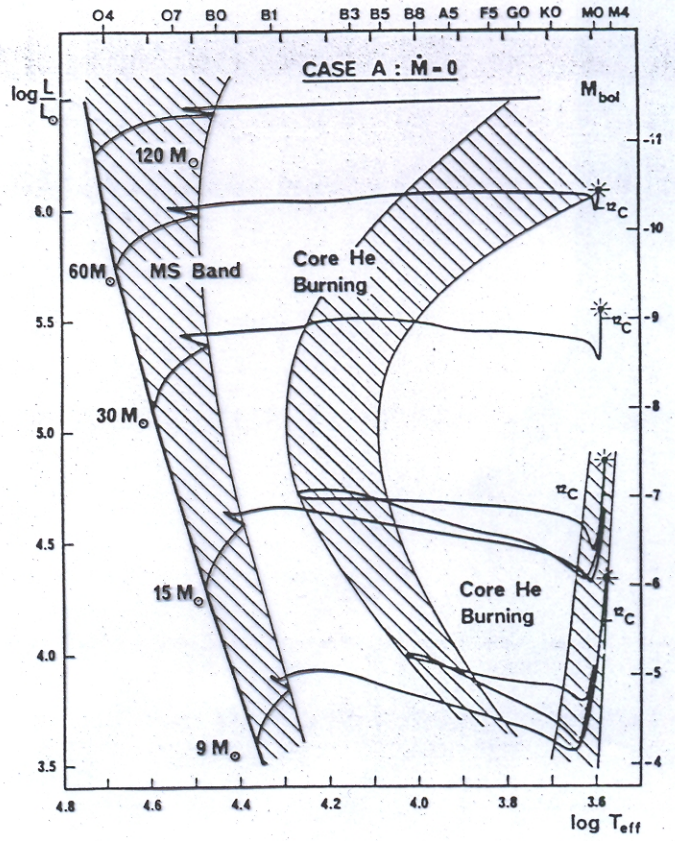


Fig. 2. The HR diagram for evolution at constant mass with initial composition $X=0.70$, $Z=0.03$. The hatched areas represent the main phases of slow H- and He-nuclear burning. The "shiny dots" represent the location of the pre-supernova models. The beginning of the central ^{12}C burning phase is indicated by a small slash on the tracks. The indicated calibration of spectral types is that given by Humphreys (1978); for K and M types Piccirilo et al.'s (1981) calibration is used

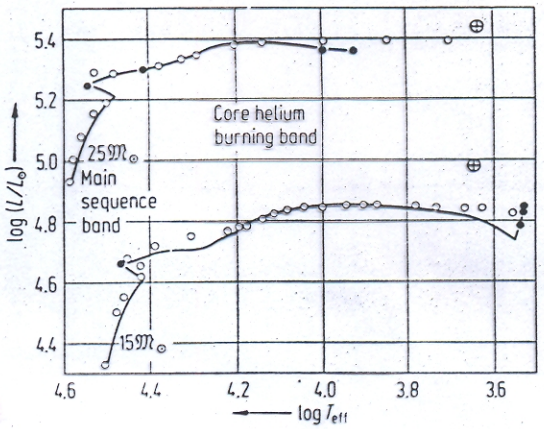
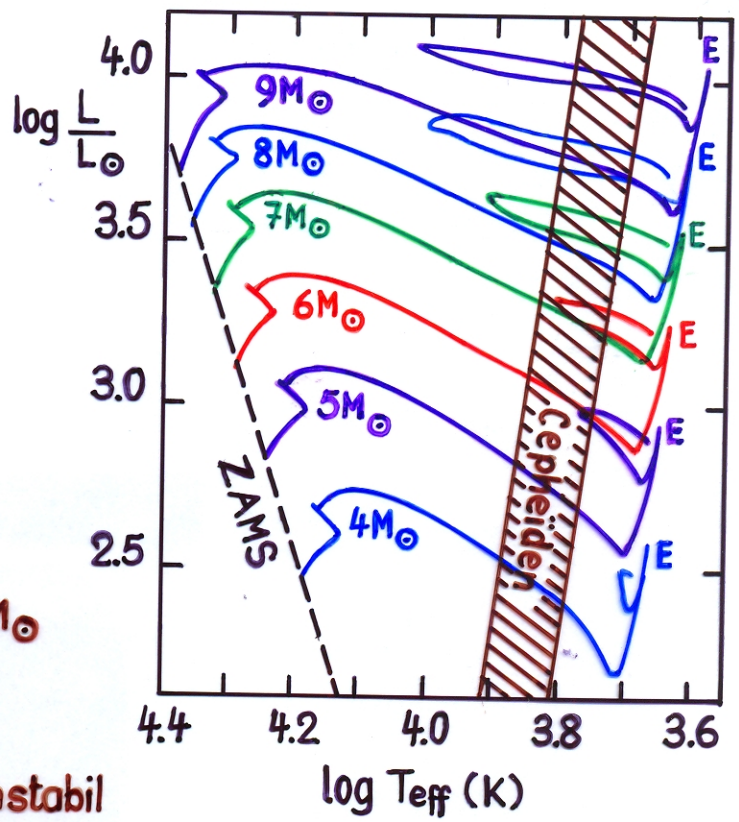


Fig. 10. Evolutionary tracks [103] of 15 and 25$\mathfrak{M}_\odot$ stars (open circles) computed by Weaver et al. compared with results of Lamb et al. (solid lines and full circles) X=0.70, Y=0.28, Z=0.02. Virtually all of the evolutionary motion of these stars in the HR diagram occurs before the onset of core carbon burning. Circled crosses show final post-carbon-burning (i.e. presupernova) location. T_{eff} in [K].

- genaue Form und Ausdehnung der Schleifen hängt relativ empfindlich ab von
  - $X(M_r)$ vor dem Zünden des He-Brennens
  - der Kernmasse M_{He} und von M_{He}/M
  - der urspr. chem. Zus. (X_0)



Entwicklung mit $X=0.602, Z=0.044$
E = Beginn des zentr. He-Brennens

- Während der Schleifenbewegung durchqueren Sterne mit $5M_\odot \lesssim M \lesssim 15M_\odot$ zweimal den Cepheïden-Streifen

- Sterne im Cepheïden-Streifen sind instabil gegen radiale Schwingungen → periodische Änderung von R, L, T_{eff} → variable Sterne. Variabilität ist beobachtbar (Prototyp: δ Cepheï)
  Leicht zu bestimmen: Die Schwingungsperiode P

- Für δ Cepheï-Sterne $\exists$ Perioden-Leuchtkraft-Beziehung

→ Beobachtete Periode + P-L-Beziehung → Entfernung

- Cepheïden sind wichtige Entfernungsindikatoren. Sie sind absolut sehr hell und können noch in den nächsten Galaxienhaufen beobachtet werden.
  → Etablierung der extragalaktischen Entfernungsskala (Hubble, 1925)

Die Perioden-Leuchtkraft-Beziehung: Wie kommt sie zustande?

- ganz grob gilt für die Leuchtkraft im Cepheïden-Streifen: $L \sim M^\alpha$, $\alpha \approx 4$
- Lage des Cepheïden-Streifens ~ parallel zur HL. → $\log L \sim -12 \log T_{eff}$

→ $\log R = \frac{1}{2}\log L - 2\log T_{eff} + \text{const.} = \frac{2}{3}\log L + \text{const.} = \frac{2\alpha}{3}\log M + \text{const.}$

- Pulsationsperiode $P \sim \tau_h \sim \bar{\varrho}^{-1/2} \sim R^{3/2} M^{-1/2}$

$\rightarrow$ $\log P \cong \left(1 - \frac{1}{2\alpha}\right) \log L + \text{const.}$: Perioden- Leuchtkraft-Beziehung

Entwicklung während des zentr. He-Brennens: Da $\nu_{3\alpha} \approx 20 \cdots 40$ $\rightarrow$ konvektiver Kern. Heisses (blaues) Ende der Schleife wird erreicht, wenn der Kern fast leergebrannt ist. Danach Kontraktion des Kerns und Expansion der Hülle (Spiegelungsprinzip) $\rightarrow$ Entwicklung zur HL zurück (Vgl. dazu die Entwicklung des $5M_\odot$ und $7M_\odot$-Sterns).

c) Sterne mit $2.5M_\odot \lesssim M \lesssim 5M_\odot$ haben ebenfalls einen konvektiven Kern und bleiben während des ganzen zentr. He-Brennens an der HL

d) Sterne mit $0.5M_\odot \lesssim M \lesssim 2.5M_\odot$ erreichen das zentr. He-Brennen via den He-Flash ($\rightarrow$ Entwicklung eines Sterns von $1.3M_\odot$)

Ob diese Sterne während des zentr. He-Brennens an der HL stehen oder auf dem sog. Horizontalast, hängt ab von Z und der relativen Hüllenmasse $M_H/M = 1 - M_c/M$, wobei M_c $\forall$ Sterne gleich der He-Flash-Masse $\approx 0.45 M_\odot$ ist. Je geringer Z und je geringer M_H/M, desto stärker ist die Tendenz von der HL wegzugehen.

▶ Bei Kugelsternhaufen: Z klein ($\sim 10^{-3} - 10^{-4}$), grosses Alter ($\gtrsim 10^{10}$a)
$\rightarrow$ M klein ($\approx 0.8 M_\odot$) $\rightarrow$ M_H/M ist klein
$\rightarrow$ zentr. He-Brennen auf dem Horizontalast (links von der HL)

▶ Sterne der Pop. I haben rel. hohes Z ($\approx 10^{-2}$), sind rel. jung und haben (in der Mehrzahl) $M > 0.8 M_\odot$ $\rightarrow$ M_H/M ist grösser
$\rightarrow$ zentr. He-Brennen an der HL

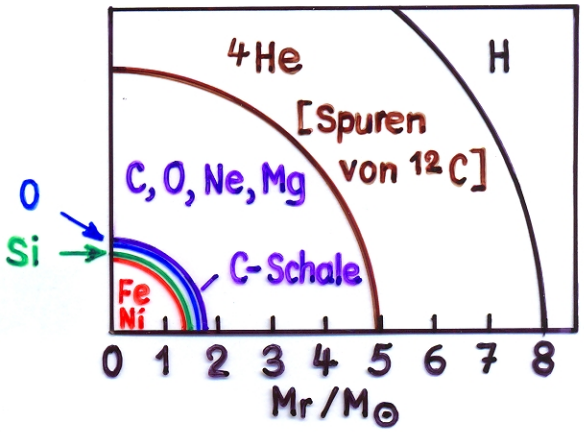
24.2. Entwicklung nach dem zentralen Heliumbrennen

Die weitere Entwicklung hängt nun davon ab, ob der Kern bei der Kontraktion nach dem zentr. He-Brennen entartet oder nicht. Müssen daher wieder eine Fallunterscheidung machen:

a) massereiche Sterne : $M \gtrsim 8-10\,M_\odot$:

▶ keine Entartung des Zentralgebiets

→ Einleitung des nächsten Brennens, des C-Brennens, danach der höheren Brennen (Ne-, O- und Si-Brennen)



▶ Der Stern entwickelt eine Zwiebelschalenstruktur

▶ Am Ende dieser Entwicklung steht ein Fe-Ni-Kern mit $M \gtrsim M_{CH}$. Damit ist dort das Kernenergiereservoir erschöpft

→ Kontraktion des Fe-Ni-Kerns : → Abkühlung durch Neutrinoverluste (inverse β-Zerfälle, Plasma-Neutrinos, Paarvernichtungsneutrinos) und Photodesintegrationsreaktionen (endotherm) → Druckverlust ($P_{ion}\downarrow$, $P_r\downarrow$ durch Abkühlung, $P_e\downarrow$ durch e^--Einfänge) → Kollaps des Kerns mit $\tau_h \approx 1\,s$ ➡ Supernovaexplosion

▶ Zeitskala der Entwicklung nach dem zentr. C-Brennen ist sehr kurz, typisch $\lesssim 10^2\,a$, d.i. kürzer als die therm. Zeitskala der Hülle.
→ L und T_{eff}, d.h. die Position im HRD, ändern sich praktisch nicht mehr. (vgl. dazu die Entwicklungswege der Sterne mit $M = 9\,M_\odot$, $15\,M_\odot$, $30\,M_\odot$ und $60\,M_\odot$ in 24.1)

b) Sterne mittlerer und kleiner Masse : $M \lesssim 8-10\,M_\odot$:

▶ Entartung des Zentralgebiets

→ Einleitung des nächsten nuklearen Brennens ist damit (vorerst) verhindert

Zur Illustration der weiteren Entwicklung vgl. die Ergebnisse numerischer Rechnungen für den $5\,M_\odot$- und den $7\,M_\odot$-Stern :

Gegen Ende des zentr. He-Brennens (Punkt G): Ausbildung einer He-Schalenquelle, Kontraktion des Kerns.

- solange die He-Schalenquelle noch schwach: Kernkontraktion → Expansion der Hülle (Spiegelungsprinzip) → Entwicklung in Richtung HL
- sobald die He-Schalenquelle voll entwickelt: Kernkontraktion → Expansion des Bereichs zwischen den Schalenquellen, Kontraktion der Hülle (Spiegelungsprinzip) → Entwicklung weg von der HL → <u>2. Schleife</u> (ab Punkt G)
- Durch Expansion des Gebiets zwischen den Schalenquellen: Temperatur am Ort der H-Schalenquelle nimmt ab → H-Schalenquelle wird schwächer → Umkehr der Schleifenbewegung (Punkt H) → Entwicklung zur HL
- He-Schalenquelle dominiert, C-O-Kern wächst in M, schrumpft in R → Expansion der Hülle (Spiegelungsprinzip) → Erlöschen der H-Schalenquelle (Punkt K). Äussere Konvektionszone dringt in ehemals H-brennendes Gebiet vor → Mischung der Nukleosyntheseprodukte in der Hülle, Anreicherung mit He (und ^{14}N aus dem CNO-Brennen)

▶ N.B. Die 2. Schleife tritt nicht in allen Rechnungen auf. Ihr Auftreten hängt von vielen Details ab, so z.B. von X_0, vom genauen Verlauf $X(M_r)$, von der Masse des Kerns ect. Die 2. Schleife tritt nicht auf, wenn die H-Schalenquelle bereits bei der Hüllenexpansion (von Punkt F zur HL) erlischt.

▶ Die weitere Entwicklung hängt empfindlich davon ab, ob die Neutrinoverluste berücksichtigt werden oder nicht.

<u>Entwicklung ohne ν-Verluste</u> führt zur Zündung des C-Brennens unter entarteten Bedingungen → <u>C-Flash</u> (bei rel. geringer Entartung wie beim Bsp. des $5M_\odot$-Sterns, wo $M_c \approx 0.9 M_\odot$, $\Psi_c \approx 8$) oder <u>C-Detonation / Deflagration</u> (wenn $\Psi_c \gg 1$)

<u>Entwicklung mit ν-Verlusten → Thermische Pulse</u>

- He-Schalenquelle wandert nach aussen → gelangt immer näher an die H-reiche Hülle → T ↑, bis H-Schalenquelle wieder zündet.
- M_{co} ↑ → R_c ↓ und Ψ ↑, T_c ↓ wegen ν-Verlusten

→ Stern mit entartetem CO-Kern und 2 Schalenquellen (H- und He)

- Die Schalenquellen brennen in ~ konstantem $\Delta M_r = M_r(H \to He) - M_r(He \to C) \approx 10^{-4} M_\odot$ nach aussen. Da $\dot{M}_r(H \to He) \approx \dot{M}_r(He \to C,O)$ ist $L(H \to He)/L(He \to C,O) \approx Q(H \to He)/Q(He \to C,O) \approx 9:1$.

- Je grösser M_C, desto dünner (in r und M_r) die Schalenquellen. Wegen $\nu_{H \to He} \approx 13-15$ und $\nu_{3\alpha} \approx 20-40$ ist die He-Schalenquelle immer dünner als die H-Schalenquelle

→ Die <u>He-Schalenquelle</u> wird zuerst <u>instabil gegen thermische Pulse</u>

Thermische Pulse

Wichtige Eigenschaften (hängen von M_C ab):

Pulsdauer $\tau_P \approx 10-100$ Jahre, $(\partial \tau_P / \partial M_C) < 0$

Dauer zwischen zwei Pulsen $\tau_{IP} \approx 10^3 - 10^4$ Jahre, $(\partial \tau_{IP} / \partial M_C) < 0$

Stärke der Pulse wächst mit M_C

- <u>Schwierigkeiten mit den thermischen Pulsen</u>

- $\int_{\tau_{IP}} \dot{M}_r dt \ll M - M_C \Leftrightarrow \tau_{IP} \ll \tau_{nucl}$ → ∃ sehr viele Pulse

- $\tau_P \approx \tau_{conv}$ → korrekte Beschreibung erfordert zeitabh. Konvektionstheorie (gibt es nicht in brauchbarer Form)

- ∃ Mischprozesse zwischen den Schalenquellenbereichen und der Hülle (oder auch nicht, abhängig von Details, u.a. von der Konvektionstheorie)

- Zahl der Zeitschritte pro Puls $\gg 1$ → Zahl der Modelle für ganze Entwicklung $\tau_n / \Delta t \gtrsim 10^5 \ldots 10^6$

Entwicklung eines Sterns von 5 Sonnenmassen

II) Der Kohlenstoff-Flash

Nach R. Kippenhahn, H.-C. Thomas und A. Weigert:1966, Zeitschr. für Astrophysik 64, 373-394

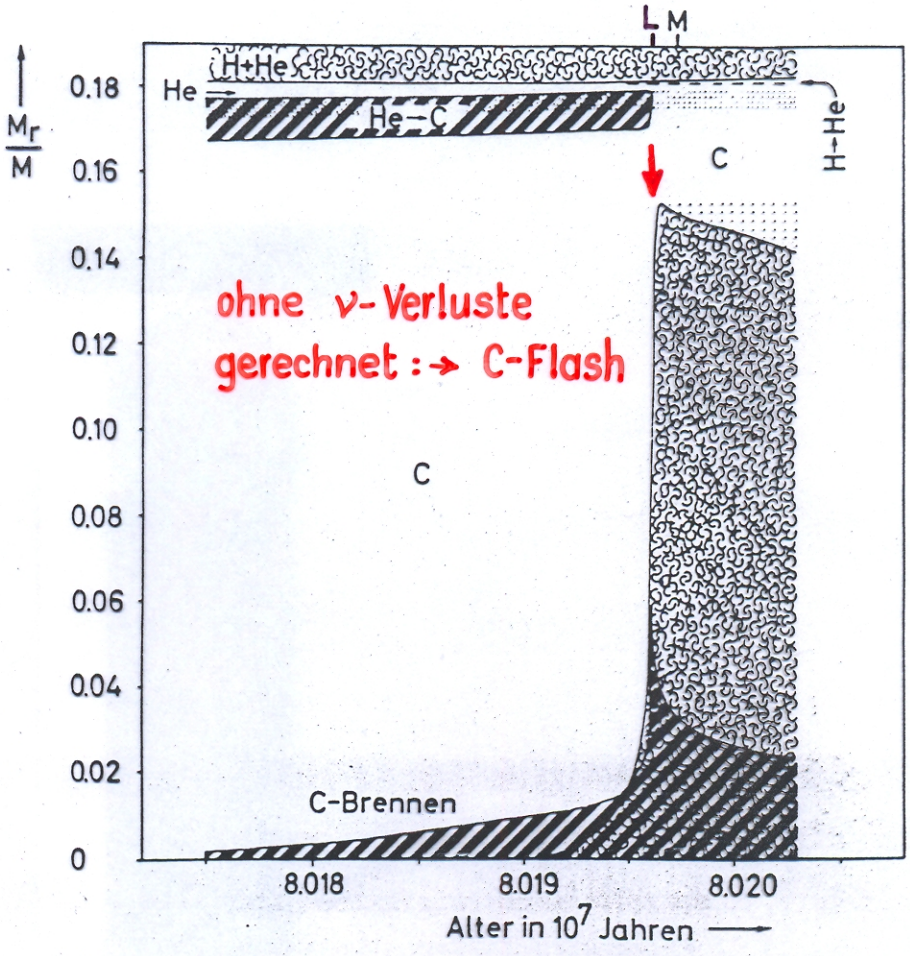


Abb. 2. Zeitliche Veränderungen im Sterninnern: gezeichnet ist M_r/M über dem Alter des Sterns. „Wolkige" Gebiete entsprechen Konvektionszonen. Gebiete, in denen die nukleare Energieerzeugung 10^2 erg g^{-1} sec^{-1} übersteigt, sind schraffiert. Die wasserstoffbrennende Schalenquelle (rechts oben) ist so dünn, daß sie nur als gestrichelte Linie erscheint. Punktiert sind die Gebiete, in denen der Heliumgehalt Y bzw. der Kohlenstoffgehalt X_C nach innen abnehmen. (Als Grenzen des engpunktierten Gebietes wurden die Stellen gewählt, an denen sich der Kohlenstoffgehalt um 0.01 von der Anfangschemie unterscheidet bzw. wo der Heliumgehalt 0.01 ist. Entsprechendes gilt für die Grenze des weitpunktierten Gebietes.) Der Buchstabe M gibt eine Zuordnung zu der entsprechenden Stelle des Entwicklungsweges in Abb. 1

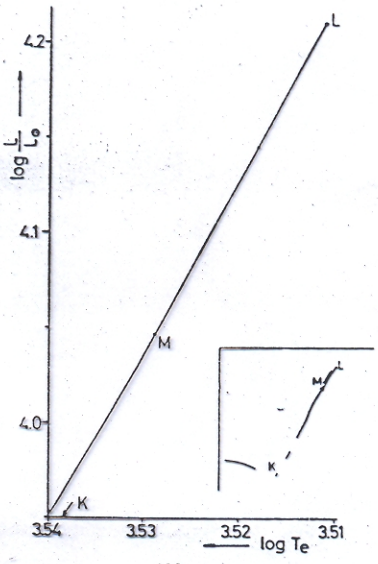


Abb. 1

Abb. 1. Der Entwicklungsweg im $H-R$-Diagramm. Einige markante Punkte des Entwicklungsweges sind mit großen Buchstaben (K, L, M) gekennzeichnet. (Der nicht gekennzeichnete Punkt zwischen L und M gibt das Ende der Rechnungen an.) Die genauen Koordinaten und das zugehörige Alter der Modelle entnehme man Tabelle 1. Die Skizze rechts unten zeigt den Zusammenhang mit den in Teil IV dieser Reihe publizierten Rechnungen; zwischen M und L wurde der Entwicklungsweg aufgefächert, um die Richtung der Entwicklung zu verdeutlichen

ohne ν-Verluste
gerechnet:
→ C-Flash !

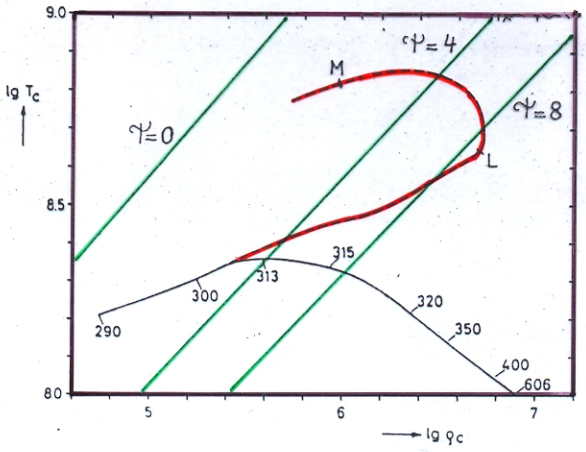


Abb. 2. Zentralwerte von Dichte und Temperatur während der Entwicklung. Die angeschriebenen Modellnummern geben die Zuordnung zu Tabelle 1. Gestrichelt gezeichnet ist der Verlauf, der sich *ohne* Berücksichtigung der Neutrinoverluste ergab (s. bei KTW V; der steile Anstieg dieser Kurve erfolgte beim Kohlenstoff-Flash)

Entwicklung eines Sterns von 5 Sonnenmassen

III) Entwicklung mit Neutrinoverlusten und thermische Pulse der Helium-Schalenquelle

Nach A. Weigert:1966, Zeitschrift für Astrophysik 64, 395-425

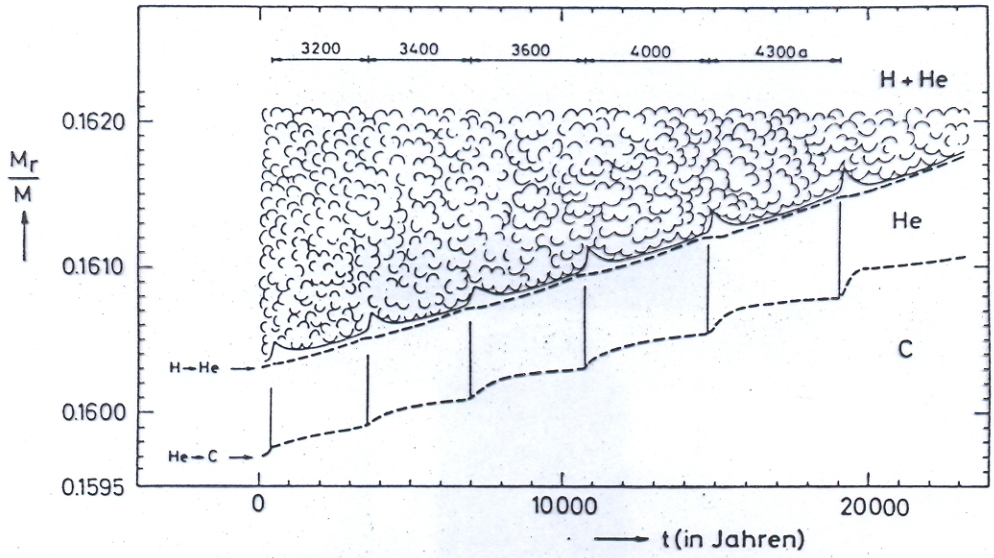


Fig. 8. The thermal pulses. In regular intervals the energy production of the helium burning shell has a sharp peak which is followed by a short living convective shell above the helium burning shell. The vertical lines above the helium burning shell give the extension in mass of this convective shell.

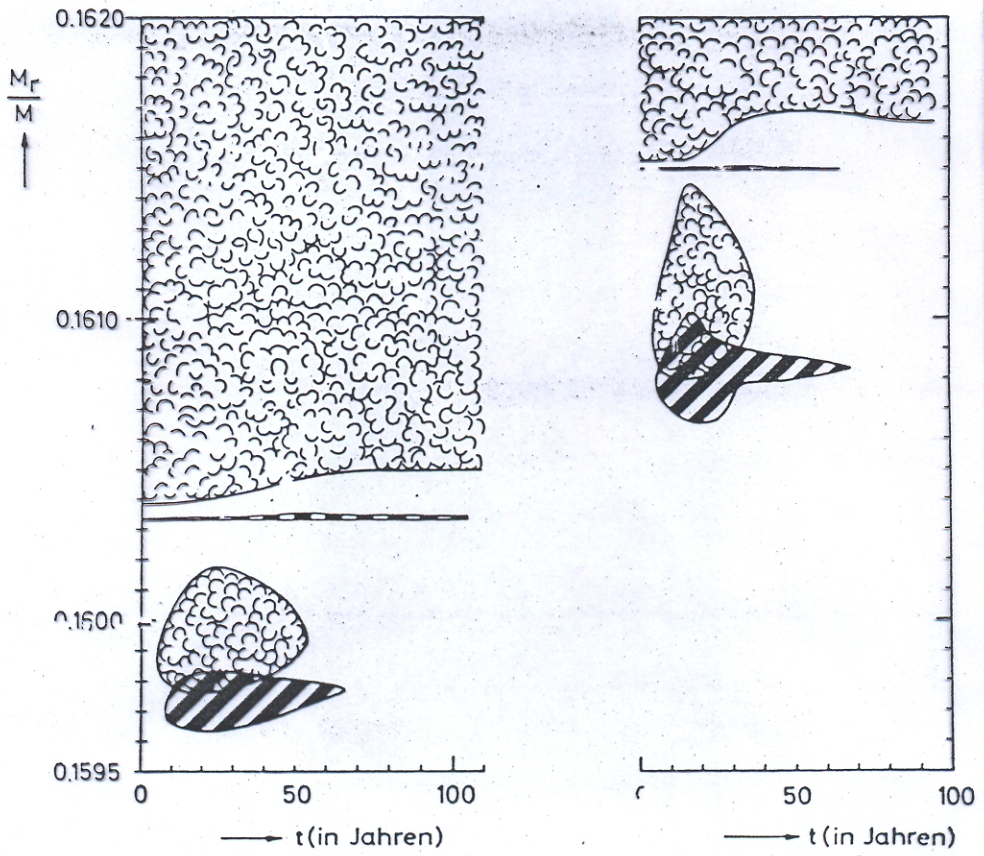


Fig. 9. The mass-time diagram for the first and the last of the thermal pulses of the helium shell. Compared with Fig. 8, the time scale is stretched out very much.

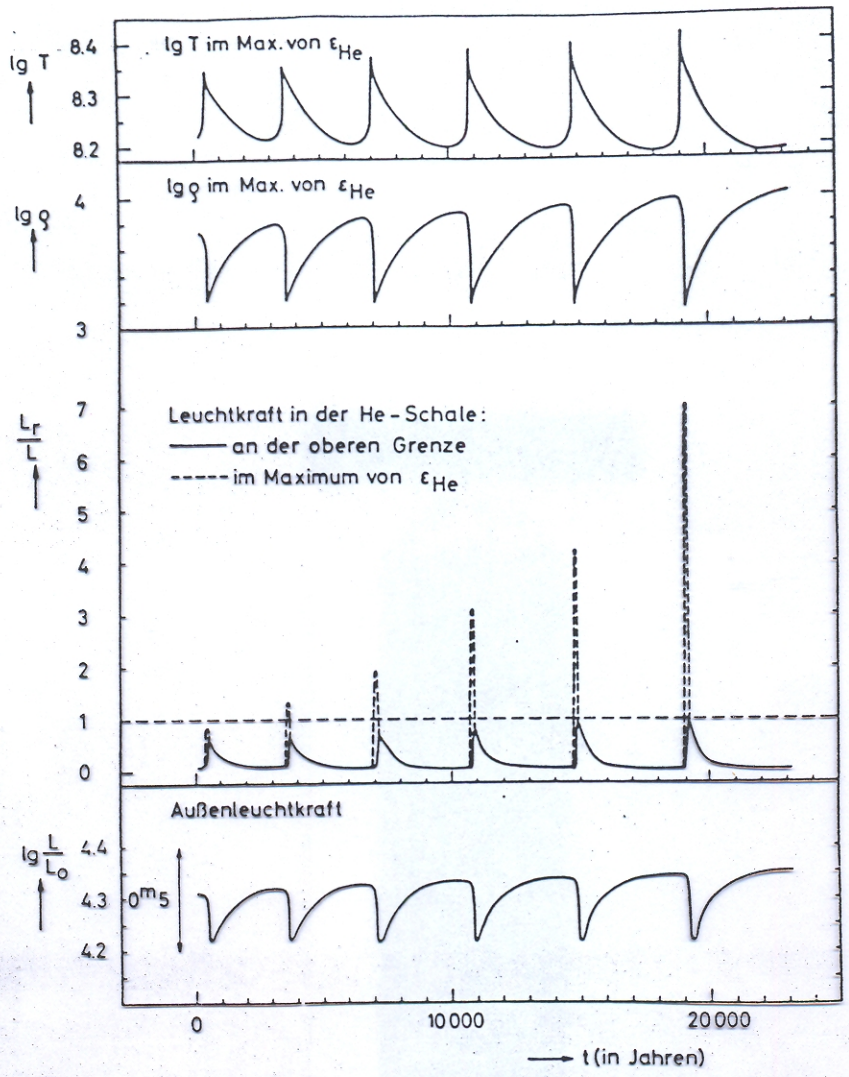


Fig. 10. Some properties of the models during the thermal pulses as a function of time. The first two curves give the temperature and the density at the maximum of the helium burning shell. The next two lines give the luminosity at the maximum of the helium burning shell (dotted line), and at the upper boundary of the helium shell (solid line), both in units of the surface luminosity. The last curve gives the log of the surface luminosity in units of the solar luminosity.

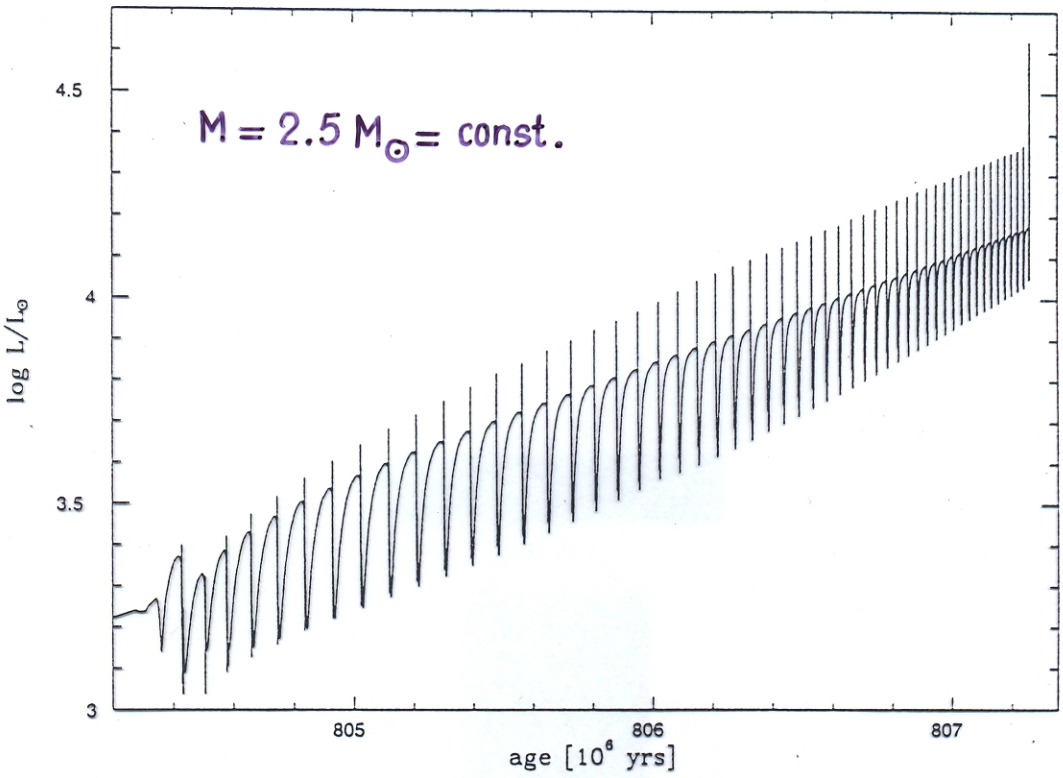


Fig. 1. Thermal pulses of a 2.5 $M_\odot$ star followed from the base of the AGB to the onset of the luminosity runaway (sequ. 10 of Tab. 1).

(Wagenhuber, J., Weiss, A.: 1994, A&A 290, 807)

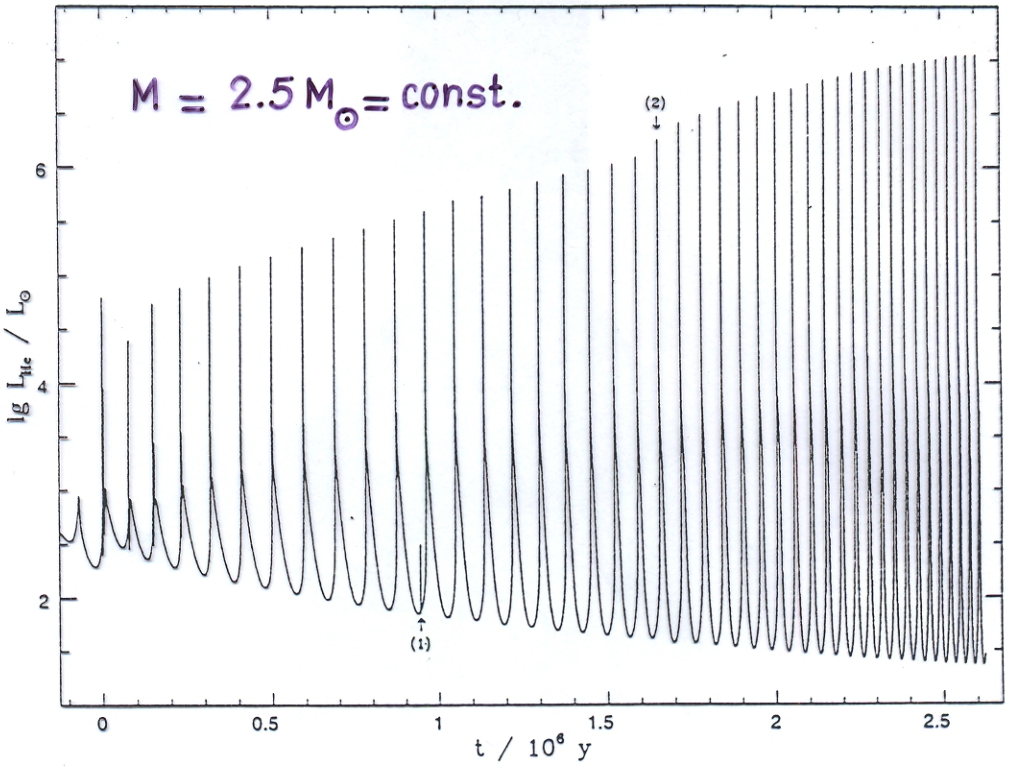


Fig. 2. The helium shell luminosity $L_{\rm He}$ for the first 43 pulses of the same sequence as in Fig. 1. For the first 20 pulses of this sequence, the GM method has been used. At (1), due to lack of convergence causing ever decreasing time steps an artificial $L_{\rm He}$-peak was initiated. It disappeared as soon as more grid points were inserted and the time step raised manually. From the pulse marked (2) on the CM algorithm was used. The maximum helium luminosity is enhanced by a factor of about 2. The number of grid points during the flash prior to (2) was 2500, whereas the new algorithm got along with about 2300 in spite of the better resolution.

(Wagenhuber, J., Weiss, A.: 1994, A&A 286, 121)

24.3 Die Kernmasse – Leuchtkraft – Beziehung

- Aus Resultaten numerischer Rechnungen abgeleitete Beziehung:
  Für Gleichgewichtsmodelle gilt in sehr guter Näherung
  $L = f(M_c)$ und $(\partial \ln L / \partial \ln M)_{M_c} = 0$, M_c = Masse des entarteten Kerns
- theoretisch nur zum Teil verstanden, warum das so ist.
- $L = f(M_c)$ gilt auch in guter Näherung für Sterne in der Phase der thermischen Pulse im Mittel über einen Pulszyklus

a) Kernmasse-Leuchtkraft-Beziehung für kleine Kernmassen ($M_c \lesssim 0.5 M_\odot$)

Fanden in 23.4 mit Hilfe der Schalenquellen-Homologie

$$L \sim M_c^{\nu} \quad , \quad \nu \approx 8$$

unabhängig von M.

Die Schalenquellen-Homologie in 23.4 gilt, solange $P_r/P \ll 1$. Sie gilt in der Form nicht mehr, sobald der Strahlungsdruck wichtig wird. Da $P_r/P \uparrow$, wenn $M_c \uparrow$, $\rightarrow$ ab einem best. M_c ($\approx 0.5 M_\odot$) wird die Kernmasse-Leuchtkraft-Beziehung durch P_r verändert.

b) Die Eddington-Leuchtkraft:

Betrachten zuerst den Grenzfall $P \approx P_r$, $P_G/P_r \ll 1$

$$\rightarrow \quad P \approx P_r = \frac{a}{3} T^4 \qquad \rightarrow \quad \frac{dP}{dr} = \frac{4}{3} a T^3 \frac{dT}{dr}$$

Hydrostatisches Gleichgewicht: $\dfrac{dP}{dr} = -\dfrac{GM_r}{r^2} \rho$

Strahlungstransport: $\dfrac{dT}{dr} = -\dfrac{3 \varkappa \rho}{4 a c T^3} \dfrac{L_r}{4\pi r^2}$

$$\rightarrow \quad L_r = L_E = \frac{4\pi G c M_r}{\varkappa}$$

L_E: Eddingtonleuchtkraft

Bedeutung von L_E: Wenn $L_r > L_E \rightarrow g_r > g \rightarrow \ddot{r} \neq 0$, kein hydrostat. Gleichgewicht möglich!

▶ L_E ist die grösste Leuchtkraft, die ein hydrostatisch geschichteter Stern (durch Strahlung) transportieren kann.

Abschätzung: Setzen $\varkappa = \varkappa_{es}$ (Elektronenstreuung), gute Näherung für grosse T und nicht zu hohes ϱ.

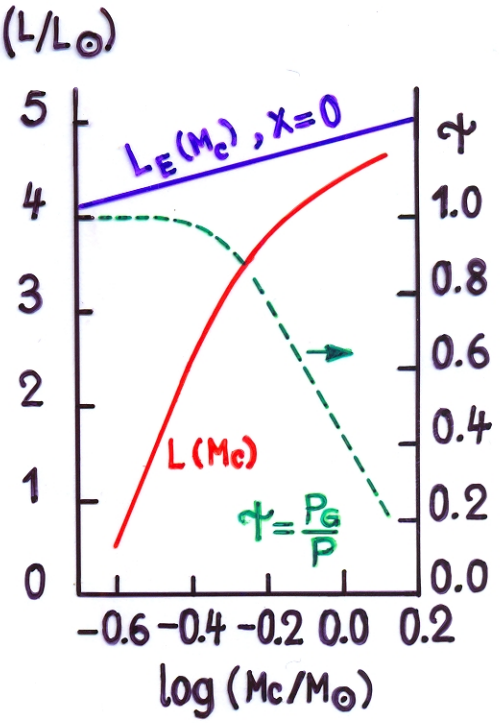
$$\rightarrow \quad L_E = \frac{4\pi G c M_r}{\varkappa_{es}} \approx 6.4 \; 10^4 L_\odot \left(\frac{M_r}{M_\odot}\right) \frac{1}{1+X}$$

c) Kernmasse - Leuchtkraft - Beziehung für grosse Kernmassen ($M_c \gtrsim 0.5 M_\odot$)

Ohne Strahlungsdruck: $L(M_c) \sim M_c^8$

$\rightarrow$ Für $M_c > M_{crit}$: $L(M_c) \lesssim L_E$

Wenn $P \approx P_r$, $P_G \ll P$ (und T hinreichend gross) $\rightarrow \varrho \rightarrow 0 \rightarrow \varepsilon_N \sim \varrho T^\nu \downarrow$.

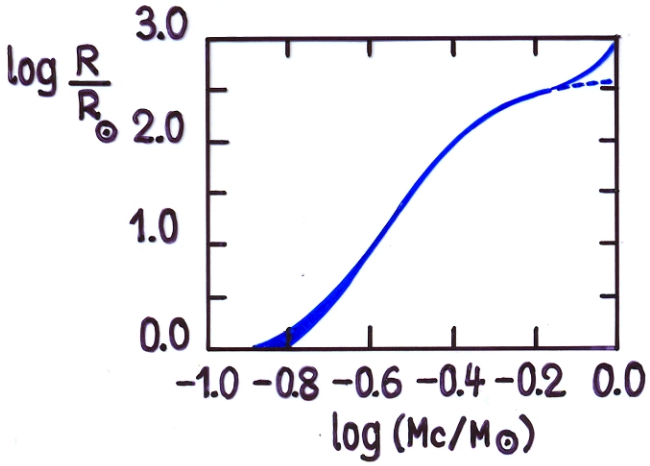


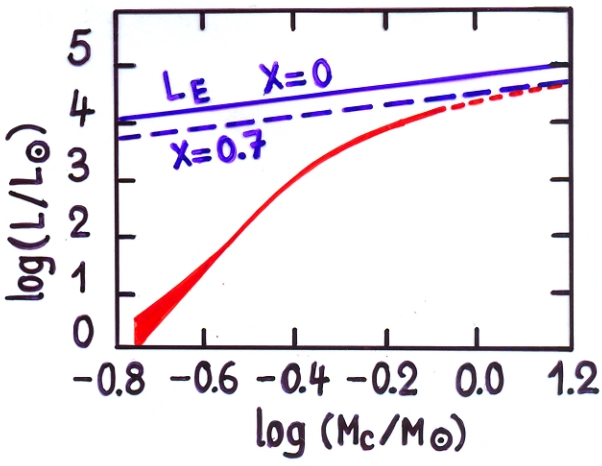
▶ Die Energieerzeugung in der Schalenquelle wird durch P_r reguliert und sättigt bei $L \lesssim L_E$. D.h. für hinreichend grosses M_c ($\gtrsim 1 M_\odot$) wird

$$L \sim M_c$$

P_r kann in einer verallgemeinerten Schalenquellen-Homologie berücksichtigt werden. $\rightarrow$ Allgemeine $L(M_c)$-Beziehung (Kippenhahn, 1980). Numerische Rechnungen von Weiss (1983).

▶ Da diese Sterne an der HL liegen, ist $L \sim R^2 \rightarrow \exists$ Kernmasse-Radius-Beziehung:





25. Endstadien der Sternentwicklung

▶ Sternentwicklung : Entwicklung zu immer grösserem ϱ_c.

(Vgl. dazu die Entwicklung im ϱ_c-T_c-Diagramm, Abschnitt 22).

→ Erwarten als Endstadium dieser Entwicklung einen entarteten Stern, dessen Temperatur zur Erreichung des nächsten nuklearen Brennens zu niedrig ist. Einleitung des nächsten Brennens über das Flash-Phänomen setzt eine Schalenquelle voraus, so dass mit $\dot{M}_c > 0$ auch $T_s \uparrow$ (vgl. dazu 23.4).

→ Endpunkt der Entwicklung:

entweder die Schalenquelle erlischt bevor das nächste Brennen zündet,

oder wenn $M_c > M_{CH}$ → Kollaps des Kerns → Supernova.

▶ Definition : Endstadium der Sternentwicklung = Zustand, in dem ein Stern keine Möglichkeit mehr hat, Energie durch thermonukleare Fusion zu erzeugen.

→ können damit 3 mögliche Endstadien identifizieren : Weisse Zwerge Neutronensterne und Schwarze Löcher.

25.1. Weisse Zwerge

Gründe, warum Weisse Zwerge als Endstadien der Sternentwicklung angesehen werden :

a) Weisse Zwerge haben keine nuklearen Energiequellen mehr (→ Abschn. 18) (Leuchtkraft aus Abkühlung des Ionengases).

b) Weisse Zwerge werden beobachtet. Trotz geringer Leuchtkraft kennt man viele davon (~ 1500 - 2000 in der Sonnenumgebung).

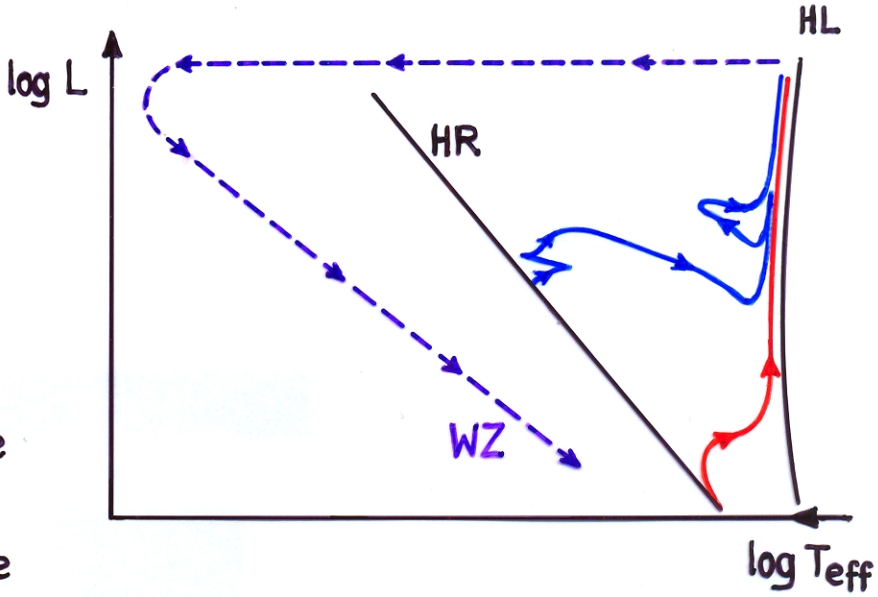
Struktur und Entwicklung von Weissen Zwergen ist gut bekannt.

▶ Entstehung von Weissen Zwergen ist weniger gut bekannt.

Folgende Gründe sind dafür zu nennen :

a) Weisse Zwerge können erst nach dem zentralen Wasserstoffbrennen entstehen. ($T_c \gtrsim 10^6$ K, nukleares Brennen ist instabil)

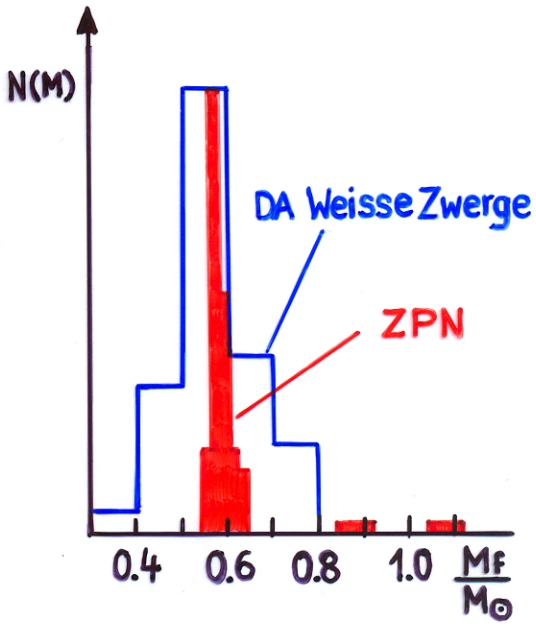
b) Entwicklung nach dem zentralen H-Brennen führt im HRD nach rechts oben. Weisse Zwerge stehen im HRD links unten. Da es dort ausser Weissen Zwergen keine anderen Sterne gibt, muss es eine schnelle Entwicklungsphase geben, die den Stern im HRD von rechts oben nach links unten führt. Die Entwicklung muss schnell sein, da man auf diesem Weg praktisch keine Sterne findet



c) Die mittlere Masse von Weissen Zwergen ist

$$\langle M_{WZ} \rangle \approx (0.6 \pm 0.1)\, M_\odot$$

τ_n für $M \approx 0.6\, M_\odot$ ist aber grösser als das Alter des Universums.



▶ Aus b) und c) folgt:
Weisse Zwerge müssen aus ehemals massereicheren Sternen entstanden sein, die sich schneller entwickelt haben und dabei einen Teil ihrer Masse (Hülle) irgendwie verloren haben müssen (z.B. durch Abwurf eines Planetarischen Nebels am asymptotischen Riesenast)

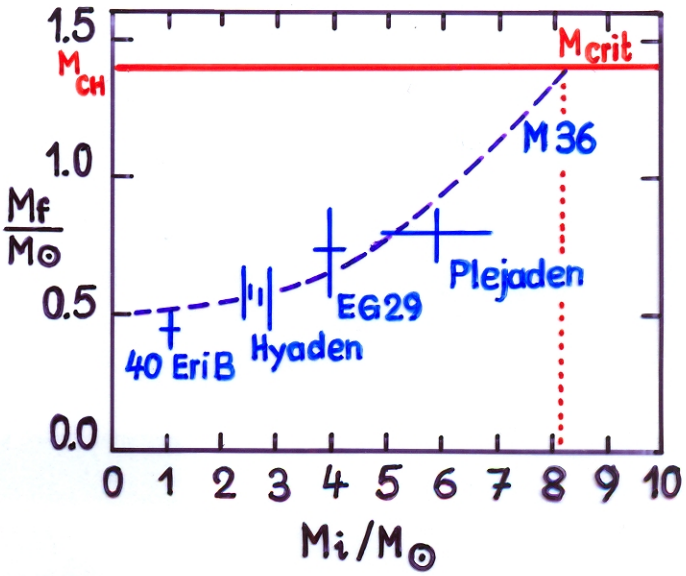
<u>Die Beziehung zwischen Anfangsmasse M_i und der Endmasse $M_f(M_i)$</u>

kann man durch Beobachtung von Weissen Zwergen in offenen Sternhaufen bestimmen.

Methode

HRD (FHD) eines offenen Haufens
→ Alter, M_{TO} = Masse derjenigen Sterne die gerade die HR verlassen (sog. turn off mass)

→ $M_i > M_{TO}$ für die Weissen Zwerge dieses Haufens



Lage der Weissen Zwerge im HRD liefert L. Mit Abkühlungstheorie

→ Alter des Weissen Zwergs → obere Grenze für M_i : $M_{i,max}$

Bestimmung von $M_{WZ} = M_f$: spektroskopisch aus T_{eff}, log g und der theoretischen M-R-Beziehung

▶ Da auch sehr junge Sternhaufen bereits Weisse Zwerge enthalten, muss man schliessen, dass auch relativ massereiche Sterne Weisse Zwerge werden können. Zur Zeit bester Wert für M_{crit}:

$$M_{crit} = \mathrm{Max}(M_i) = M_i(M_f = M_{CH}) = (8 \pm 2)\, M_\odot$$

▶ Entstehung von Weissen Zwergen kann nur durch Sternentwicklung mit veränderlicher Masse verstanden werden. (→ Kapitel VI)

▶ Weisse Zwerge werden auch als Komponenten von engen Doppelsternen beobachtet. Für die Entstehung dieser Weissen Zwerge ist der Mechanismus bekannt. Wieder ist es eine Entwicklung mit veränderlicher Masse. (→ Abschnitt 28)

25.2 Neutronensterne

Am Endpunkt der nuklearen Entwicklung von Sternen mit $M \gtrsim 10\,M_\odot$ besteht das Sternzentrum aus einem (nicht entarteten) Fe-Ni-Kern mit $M_c \gtrsim M_{CH}$.

Nach dem Ende des zentralen Si-Brennens : Kontraktion und Kühlung (durch ν-Verluste) des Kerns $\rightarrow \varrho_c \uparrow \rightarrow$ Entartung.

▶ Wenn $\varrho_c \gtrsim \varrho_{krit} \approx 10^{10}\,g\,cm^{-3}$: Beginn der Neutronisierung durch e^--Einfänge

$$p + e^- \rightarrow n + \nu$$

▶ Die Umkehrreaktion $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ wird durch die hohe Fermienergie der Elektronen verhindert.

Folge der inversen β-Zerfälle : $\mu_e \uparrow$, d.h. $M_{CH} \downarrow$, d.h. die den Entartungsdruck liefernden Elektronen verschwinden. $\rightarrow$ Weitere Kernkontraktion, d.h. $\varrho \uparrow$, $\varepsilon_F \uparrow$ $\rightarrow$ das Reaktionsgleichgewicht verschiebt sich noch mehr auf die Seite der Neutronen. Sobald $M_c \gtrsim M_{CH}$: Kollaps des Kerns, da $P_e < P_{Grav}$. $\rightarrow$ Supernova.

Wann kommt der Kollaps zum Stillstand? Erst wenn das Gas praktisch vollständig neutronisiert ist, kann sich ein hinreichend grosser Druck aufbauen und zwar durch

a) Entartungsdruck der Neutronen (Fermionen, Spin 1/2, $m = m_n$)

b) repulsive Kernkräfte. (Kernkraft ist repulsiv, sobald der mittl. Abstand der Nukleonen $r \lesssim r_0 \approx 10^{-13}\,cm$, d.h. wenn $\varrho > \varrho_n \approx 3m_n/4\pi r_0^3 \approx 4\,10^{14}\,g\,cm^{-3}$)

▶ In Neutronensternen : wesentlicher Beitrag zum Druck kommt von den Kernkräften.

Abschätzung der Dichte, bei der der Entartungsdruck allein das hydrost. Gleichgewicht aufrecht erhalten kann. Druck eines nicht rel. entarteten Neutronengases (vgl. 14.4 und 14.5):

$$P_n = \frac{8\pi}{15 m_n h^3} p_F^5 \quad , \quad n_n = \frac{N_n}{V} = \frac{8\pi}{3h^3} p_F^3 \quad , \quad \varrho = \frac{N_n}{V} m_n$$

▶ $$\underline{P_n = \left(\frac{3}{8\pi}\right)^{2/3} \frac{h^2}{5 m_n^{8/3}} \varrho^{5/3}}$$, m_n = Masse des Neutrons

Vergleichen nun das Druckgleichgewicht in einem Weissen Zwerg mit dem in einem "Neutronenstern":

$$\frac{\text{Gravitationskraft}}{\text{Druckkraft}} = 1 = \text{const.} \frac{M_{wz}^2}{R_{wz}^4 P_e} = \text{const.} \frac{M_n^2}{R_n^4 P_n}$$; M_n = Masse, R_n = Radius des "Neutronensterns"

$$P_e = \text{const.} \frac{\varrho^{5/3}}{m_e m_p^{5/3} \mu_e^{5/3}} = \text{const.} \frac{1}{m_e m_p^{5/3} \mu_e^{5/3}} M_{wz}^{5/3} R_{wz}^{-5}$$

$$P_n = \text{const.} \frac{\varrho^{5/3}}{m_p^{8/3}} = \text{const.} \frac{1}{m_p^{8/3}} M_n^{5/3} R_n^{-5}$$

$$\rightarrow \quad \text{const.}\, M_{wz}^{1/3} R_{wz} m_e m_p^{5/3} \mu_e^{5/3} = \text{const.}\, M_n^{1/3} R_n m_n^{8/3}$$

Setzen $M_n \approx M_{wz}$. Da die Konstanten links und rechts die gleichen sind (Homologie!, Polytropen mit $n = 3/2$), erhält man

$$\underline{R_n \approx R_{wz} \left(\frac{m_e}{m_n}\right)\left(\frac{m_p}{m_n}\right)^{5/3} \mu_e^{5/3} \approx 1.7\ 10^{-3} R_{wz}} \quad , \text{ mit } \mu_e = 2$$

Da $R_{wz} \approx 10^4$ km, folgt $\underline{\underline{R_n \approx 20 \text{ km}}}$. Für die mittlere Dichte folgt

$$\underline{\bar{\varrho}_n \cong \bar{\varrho}_{wz} \left(\frac{R_{wz}}{R_n}\right)^3 \cong \bar{\varrho}_{wz} \left(\frac{m_n}{m_e}\right)^3 \left(\frac{m_n}{m_p}\right)^5 \mu_e^{-5} \approx 1.9\ 10^8\, \bar{\varrho}_{wz}} \quad , \text{ mit } \mu_e = 2$$

Da $\bar{\varrho}_{wz} \approx 10^6 \text{ gcm}^{-3}$, folgt $\underline{\underline{\bar{\varrho}_n \approx 2\ 10^{14} \text{ gcm}^{-3} \approx 50\% \text{ Kernmateriedichte}}}$

▶ Die "Chandrasekhar-Masse" eines Sterns, der durch ein rel. entartetes Neutronengas gestützt wird, ist $M_{CH,n} \approx 0.7\, M_\odot$

→ Da $M_{CH,n} < M_{CH}(\mu_e = 2) \approx 1.4\, M_\odot$, kommt der Kollaps des Sternzentrums erst zum Stillstand, wenn die Kernkräfte wesentlich werden, d.h. wenn $\bar{\varrho} \gtrsim 10^{15} \text{ gcm}^{-3}$. → $\underline{\underline{R_n \approx 10 \text{ km}}}$

▶ Zustandsgleichung für $\varrho > \varrho_n \approx 3\,10^{14}\,gcm^{-3}$ ist nicht genau bekannt.
→ Innerer Aufbau und Grenzmasse von Neutronensternen sind weniger gut bekannt als für Weisse Zwerge !

▶ Grenzmasse für Neutronensterne : $Max\,(M_n) \approx 1.5 - 2.5\,M_\odot$

Beobachtungen von Neutronensternen

Neutronensterne entstehen als Folge von Supernovaexplosionen

Beleg : der Crab-Pulsar im Krebs-Nebel , Überrest einer SN 1054 n.Ch.
der Vela-Pulsar , ebenfalls in einem Supernova-Überrest

aber

▶ nicht jede Supernovaexplosion hinterlässt einen Neutronenstern

Pulsare sind schnell rotierende magnetisierte Neutronensterne . Sie heissen so, weil sie ein periodisches Radiosignal (Leuchtturmeffekt) ausstrahlen, das man anfänglich (1967) durch Pulsation zu erklären versuchte.
Derzeit sind ca. 1600 Radiopulsare bekannt.

▶ Der schnellste Pulsar hat eine Frequenz von 645 Hz , der Crab-Pulsar eine von 30 Hz.

→ Als Rotationsfrequenz interpretiert → Abschätzung der minimalen mittl. Dichte :

$$g_{Grav} = \frac{GM}{R^2} > g_{Rot} = \omega^2 R = \frac{4\pi^2}{P^2} R$$

$$\rightarrow \bar{\varrho} = \frac{3M}{4\pi R^3} > \frac{3\pi}{GP^2} = 1.4\,10^{14}\,gcm^{-3} \left(\frac{P}{10^{-3}s}\right)^{-2} = \bar{\varrho}_{krit}$$

Da die kürzeste Pulsarperiode ~1ms ist, folgt $\bar{\varrho} \gtrsim 10^{14}\,gcm^{-3}$.
→ Pulsare müssen Neutronensterne sein , da für Weisse Zwerge $\bar{\varrho} \lesssim 10^7\,gcm^{-3}$ → $P_{krit} \gtrsim 4s$. → Pulsare können keine Weissen Zwerge sein.

$$\frac{P_{krit,WZ}}{P_{krit,NS}} = \left(\frac{\bar{\varrho}_{krit,NS}}{\bar{\varrho}_{krit,WZ}}\right)^{1/2} = \left(\frac{M_{NS}}{M_{WZ}}\right)^{1/2} \left(\frac{R_{WZ}}{R_{NS}}\right)^{3/2} \approx \left(\frac{m_n}{m_e}\right)^{3/2} \mu_e^{-5/2} \approx 10^4$$

Röntgenpulsare sind akkretierende Neutronensterne in engen Doppelsternsystemen mit Massentransfer vom Begleiter auf den Neutronenstern.

Typisches Beispiel: Her X-1, Pulsarperiode $P = 1.24\,s$ (das ist für einen Neutronenstern sehr langsam). Hauptargumente für Neutronenstern: hartes Röntgenspektrum, hohe Leuchtkraft ($L_X \approx L_E$).

Massenbestimmung von Neutronensternen

Nur in wenigen Fällen war bisher eine dynamische Massenbestimmung möglich. Dazu muss der Neutronenstern in einem Doppelsternsystem sein.

Genaueste Massenbestimmung beim sog. Binärpulsar PSR 1913+16, mit $P_{orb} = 7^h.75$: $M_{PSR} = 1.4417(\pm 7)\,M_\odot$, $M_{comp} = 1.3847(\pm 7)\,M_\odot$

In allen anderen Fällen sind die Beobachtungen mit $M_{NS} \approx 1.4\,M_\odot$ verträglich.

25.3. Schwarze Löcher

$\mathrm{Max}(M_{NS}) \approx (1.5 \cdots 2.5)\,M_\odot$: Was passiert, wenn die Masse des kollabierenden Kerns $M_c > \mathrm{Max}(M_{NS})$ ist?

▶ Wenn $M_c > \mathrm{Max}(M_{NS})$: Kollaps kann auch durch die repulsiven Kernkräfte nicht aufgehalten werden. → Der Kern zieht sich hinter seinen Schwarzschildradius R_S zurück

$$R_S = \frac{2GM}{c^2} = 3\,\mathrm{km}\left(\frac{M}{M_\odot}\right) \quad : \text{Schwarzschildradius}$$

→ alle emittierten Photonen erleiden eine ∞ Rotverschiebung. Teilchen und Photonen können den Bereich $r \leq R_S$ nicht verlassen. Einzige Wechselwirkung mit der Umgebung durch Gravitation ⇔ "Schwarzes Loch".

▶ Isolierte Schwarze Löcher wirken nur gravitativ und sind unsichtbar.

→ Beobachtung von isolierten Schwarzen Löchern ist sehr schwierig.

Bessere Chancen, Schwarze Löcher zu finden, bestehen in Doppelsternen.
↗ Suche nach kompakten Komponenten mit $M > \mathrm{Max}(M_{NS})$.

Einige Beispiele:

Objekt	Typ	P_{orb} (d)	$f(M_x)/M_\odot$	$M_x/M_\odot$
V404 Cyg	LMXB	6.4726	6.26 ± 0.31	8 – 12
Cyg X-1	HMXB	5.6	0.25 ± 0.01	$\gtrsim 6$
LMC X-3	HMXB	1.7	2.3 ± 0.3	$\gtrsim 8$
GU Mus	LMXB	0.4333	3.07 ± 0.04	$\gtrsim 4.6$
V616 Mon	LMXB	0.3226	2.91 ± 0.08	4.2 – 5.6

25.4. Endprodukt der Sternentwicklung in Abhängigkeit der Anfangsmasse

$M_i \lesssim (8 \pm 2)\, M_\odot$ → Weisse Zwerge

(Max (M_i) durch Beobachtungen bestimmt)

$\sim 8 M_\odot \lesssim M_i \lesssim 25 M_\odot$ → Supernovae ↗ Neutronensterne

(untere Grenze von M_i aus Beobachtungen (Zahl der Pulsare und Supernova-Überreste); obere Grenze aus Theorie, z.T. auch mit Beobachtungsargumenten, sehr unsicher)

$M_i \gtrsim 25\, M_\odot$ → Supernovae ↗ Schwarze Löcher

Diese Grenzen beziehen sich auf die Entwicklung von Einzelsternen. Bei Doppelsternen sind die Verhältnisse wesentlich komplizierter.