

Kapitel 6

Die Rote Riesen Phase

6.1 Der Riesenast

Wie Abb. 5.10 zeigt, stauen sich die Entwicklungswege der Sterne auf der blauen Seite der Hayashi-Linie (wie bei der Vorhauptreihe sind masseärmere Sterne etwas kühler). Die daraus resultierende senkrechte Entwicklung im HRD formt den *Rote-Riesen-Ast* (Red Giant Branch, RGB). Die innere Entwicklung ist die in Abb. 5.9 im mittleren und rechten Abschnitt skizzierte: Die Schalenquelle frisst sich nach außen, die Hülle wird zunächst immer tiefer, bis sie den ganzen Stern bis fast zur Schalenquelle umfasst (die größte Annäherung an die Struktur eines Sterns an der Hayashi-Linie), und weicht dann vor der nach außen wandernden Schalenquelle zurück. Zu beachten ist einerseits die deutlich beschleunigte Entwicklung, die sich aus der üblichen Abschätzung der nuklearen Zeitskala ergibt, in die jetzt höhere Leuchtkräfte und reduzierte Brennstoffvorräte eingehen. Die RGB-Phase beträgt grob 10% der Hauptreihenphase. Zweitens ist zu bemerken, dass die konvektive Hülle in Bereiche eindringt, die auf der Hauptreihe dem Wasserstoffbrennen ausgesetzt waren. In der Folge verändert sich nicht nur der Anteil von C und N, sondern auch das $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ -Verhältnis, das auf Werte von etwa 20 absinkt. Es steigt ebenfalls leicht der Heliumgehalt (um einige wenige Prozentpunkte), was aber im Gegensatz zu den CNO-Veränderungen nicht nachgewiesen werden kann. Diese Änderung der Hüllenzusammensetzung heißt *first dredge-up*.

Man kann durch Homologie-Betrachtungen zeigen, und das wird durch die numerischen Modelle bestätigt, dass die Leuchtkraft auf dem Riesenast nahezu ausschließlich durch die Masse des Heliumkerns gegeben ist. Die Hülle, egal, wie groß ihre Masse ist, sitzt nur auf der Schalenquelle, deren Brennbedingungen durch das Gravitationspotential des Kerns definiert sind. Die erzeugte Leuchtkraft wird verlustfrei durch die Hülle transportiert. Diese *Kernmasse-Leuchtkraft-Beziehung* lautet in der einfachsten Formulierung (nach Kippenhahn & Weigert)

$$L \sim M_c^7 \mu^7 R_c^{-16/3} \approx M_c^9 \mu^7 \quad (6.1)$$

wobei hier noch die Abhängigkeit von der Zusammensetzung und dem Kernradius angegeben ist. Diese erscheint zwar sehr groß, aber wenn man die Entwicklung von R_c richtig berücksichtigt, ergibt sich die rechte Seite der Gleichung.

Während der Entwicklung entlang des Riesenastes geschieht in der Hülle das Folgende: zunächst mischt Konvektion prozessiertes Material aus dem ehemaligen Kern an die Oberfläche (*first dredge-up*); dadurch wird die Hülle homogenisiert, und zwar so tief, wie die Konvektion reicht. Darunter besteht noch ein Restgradient der Zusammensetzung, in den sich aus dem Innern kommend, die Schalenquelle

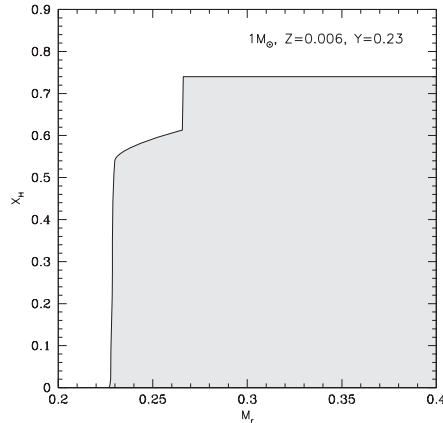


Abbildung 6.1: Wasserstoffprofil eines Sterns mit $M = 1.0 M_{\odot}$ ($Z = 0.006$, $Y = 0.23$) nach dem ersten Dredge-up zu Beginn des Rote-Riesen-Astes.

frisst (s. Abb. 6.1). Da die konvektive Hülle zurückweicht, ändert sich das Profil nur von innen her, bis die Schalenquelle an den abrupten Übergang trifft, der von der tiefsten Ausdehnung der Konvektionszone herrührt. In diesem Moment findet die Schalenquelle plötzlich mehr Brennstoff vor und flackert auf. Der Stern reagiert mit einer Readjustierung, die zu leicht höheren Temperaturen und, wegen des reduzierten μ und entsprechend Gleichung (6.1), niedrigerer Leuchtkraft führt. Danach wird die übliche Entwicklung entlang steigender Kernmasse wieder aufgenommen. Das Resultat ist eine kleine Schleife im Entwicklungsweg, sichtbar in Abb. 5.10 bei etwa $\log L/L_{\odot} \approx 1.7$ (abnehmend mit abnehmender Masse). Durch dieses Ereignis ist die Aufenthaltswahrscheinlichkeit in diesem Leuchtkraftbereich höher, so dass dort etwas mehr Sterne gefunden werden. Daher heißt diese Stelle in HRD der *bump*. Er ist eine charakteristische Erscheinung auf dem RGB für massearme Sterne. Da die tiefste Ausdehnung der Konvektionszone mit abnehmender Metallizität abnimmt (nicht so tief reicht), wird der Bump erst später erreicht, sitzt im HRD also bei höheren Leuchtkräften. Das gleiche gilt für zunehmende Masse.

Das Ende des Riesenastes ist erreicht, wenn das Helium im Kern zündet. Aus Abb. 5.10 sieht man, dass das für die niedrigeren Massen stets bei der gleichen Leuchtkraft geschieht, während ab etwa $1.8 M_{\odot}$ der Riesenast allmählich verkürzt erscheint. Das hängt mit der inneren Struktur des Kerns zusammen. Zu beachten ist auch, dass für Sterne mit $M \gtrsim 2.3 M_{\odot}$ der bump verschwindet, weil die Schalenquelle die Diskontinuität im chemischen Profil nicht mehr erreicht.

6.2 Kernentwicklung

Im Laufe der Entwicklung auf dem Riesenast nehmen Dichte und Temperatur des Heliumkerns zu. Der Kern eines massearmen Sterns hat dabei stets eine höhere Dichte, aber niedrigere Temperatur als der eines massereichen Sterns (s. Abb. 6.2), wie es schon die Homologie-Relationen für die Hauptreihe (Anhang C) sagen. Daher sind diese Kerne immer höher entartet. Ohne wesentliche Energieerzeugung (mit Ausnahme von etwas Energie aus der langsamen Kontraktion des wachsenden Kerns), ist $L_r \approx 0$ im Kern, und somit $\frac{\partial T}{\partial m} = 0$; der Kern ist also in erster Näherung isotherm. Unter diesen T - ρ -Bedingungen findet ebenfalls Neutrino-Emission aus dem Plasma statt, die gegen das Zentrum hin immer wichtiger wird; daher ist der Energieverlust nach innen hin immer größer und das Temperatur-Profil tatsächlich invertiert. Insgesamt ergibt sich ein T -Profil mit Minimum im Zentrum und einem Maximum

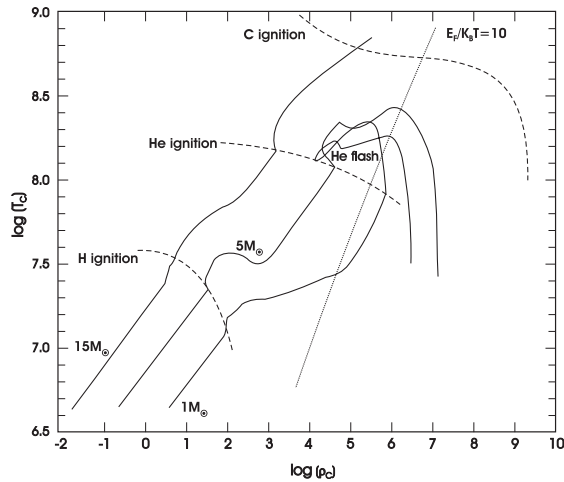


Abbildung 6.2: Temperatur-Dichte-Diagramm des Zentrums von Sternen verschiedener Massen während ihrer Entwicklung, sowie kritische Bedingungen für das Zünden der wichtigsten Brennphasen.

knapp unterhalb der Schalenquelle. Die Temperatur des Kerns wird wegen der hohen Entartung von der der Schalenquelle bestimmt.

Im Gegensatz dazu sind die Kerne massereicherer ($M \gtrsim 1.8 M_\odot$) Sterne weniger entartet, daher weniger isotherm (da die effektive Elektronenleitung nicht so hoch ist), die Neutrinoemission kleiner, so dass aufgrund der Kontraktion das Temperaturmaximum im Zentrum liegt. Außerdem ist T generell höher.

Während die entarteten Kerne, die auch einer eigenen Masse-Radius-Beziehung gehorchen (Radius *nimmt ab* mit zunehmender Masse, typisch für entartete hydrostatische Sphären), alle sehr ähnlich sind, ist das für die nicht-entarteten nicht der Fall. Daher zünden die Kerne massearmer Sterne sehr spät (wegen der Neutrinoabkühlung und der wenigen Kontraktionsenergie) und allesamt bei derselben Masse (bei etwa $M = 0.5 M_\odot$) und – wegen (6.1) – derselben Leuchtkraft (etwa $\log L/L_\odot = 3.4$). Die Spitze des Riesenastes kann daher als “Standardkerze” Verwendung finden (s. Abschnitt 11.2.2).

Massereichere Sterne dagegen zünden, in Abhängigkeit der Masse, deutlich früher, und entwickeln keinen vollen Riesenast. Die Unterscheidung zwischen *massearmen* Sternen und solchen von *mittlerer Masse* wird genau anhand der Zündbedingungen des Heliums gemacht: massearm = entarteter Kern; intermediär = nicht-entartet.

Die Steigung der Wege in Abb. 6.2 hängen von der Zustandsgleichung ab. Für ideales Gas sind sie so wie vor dem Zünden des Wasserstoffs. Für zunehmende Entartung des Gases dagegen werden sie horizontal und zuletzt sogar negativ (Stern kühlt ohne zu kontrahieren; siehe die Spätphasen bei 1 und $5 M_\odot$). Damit erreichen solche Sterne nicht die im Diagramm gezeigten Zündbedingungen für die verschiedenen Brennphasen. Beim Wasserstoffbrennen ist dies der Fall für $M \lesssim 0.075 M_\odot$ (Braune Zwerge), beim Helium-Brennen liegt die kritische Masse bei $M \approx 0.5 M_\odot$, und für das Kohlenstoffbrennen zwischen 5 und $10 M_\odot$.

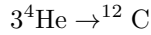
6.3 Heliumbrennen

Da es keine Isotope mit Kernladungszahl 3–5 gibt, die unter stellaren Bedingungen stabil (gegen p -Einfänge) existieren könnten, kann ^4He nicht direkt als 2α -Reaktion fusioniert werden (zur Erinnerung: es sind keine freien Protonen mehr im Kern!).

Daher bietet sich nur der direkte Prozess mit 3 α -Teilchen (ähnlich den pp -Ketten) oder der Einfang von α -Teilchen auf schwerere Kerne an (ähnlich dem CNO-Zyklus).

6.3.1 3- α -Prozess

Die Erzeugung des Kohlenstoffs als nächstmöglichem Element muss also über einen 3-Teilchen-Prozess stattfinden. Die direkte Reaktion



ist aber, wie alle 3er-Stöße, extrem unwahrscheinlich. Wesentlich wahrscheinlicher sind dagegen zwei aufeinander folgende 2er-Stöße, also die Kette



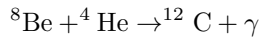
Zwar ist ^8Be instabil, allerdings ist der Energieunterschied des ^8Be -Grundzustandes zu zwei ^4He Kernen gering und hat eine Lebenszeit von $2.6 \cdot 10^{-16}$ s. Das ist zwar sehr kurz, aber immer noch lange gegen die durchschnittliche Streudauer zweier α -Teilchen. Damit kann sich dauerhaft ein zwar kleiner, aber doch signifikanter Anteil von ^8Be -Kernen aufbauen, bis



im Gleichgewicht ist. Es ergibt sich, als typische Zahl, für $T = 10^8$ K und $\rho = 10^5$ g cm $^{-3}$ ein Verhältnis

$$^8\text{Be}/^4\text{He}^2 \approx 10^{-9}$$

Dieser Anteil ist ausreichend hoch, damit der zweite Schritt dieses 3- α -Prozesses ablaufen kann,



Allerdings wäre eine rein nicht-resonante Reaktion zu langsam, um ausreichend Kohlenstoff zu produzieren.

F. Hoyle schloss aus der Tatsache, dass Kohlenstoff das vierthäufigste Element im Universum ist, dass der ^{12}C -Kern einen Energiezustand bei etwa $146 \pm 2 \times 82$ keV über der Masse von $^8\text{Be} +\ ^4\text{He}$ haben sollte. Fowler und Kollegen fanden in der Tat diesen resonanten Zustand in Experimenten im Kellogg Radiation Laboratory am CalTech. Abbildung 6.3 zeigt die Energieniveaus im Vergleich zur Energie der Ausgangskerne. Das resonante Niveau liegt 278 keV über dieser. Obwohl dieser Zustand normalerweise wieder in die Ausgangsteilchen zurückgeht, kann er auch elektromagnetisch in den darunter liegenden Zustand zerfallen (der Zerfall in den Grundzustand ist verboten).

Die Energie, die bei jeder Reaktion frei gesetzt wird, ist 7.274 MeV. Die Temperaturabhängigkeit in der Nähe von 10^8 K (der typischen Brenntemperatur) ist extrem, und zwar

$$\epsilon(T) = \epsilon(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^n; \quad n = 42.9/T_8 - 3$$

Obwohl die 3 α -Reaktionsrate durchaus einen Fehler von der Größe 2 beinhalten kann, entspricht das einer Temperatur-Unsicherheit von nur 1.7%. Außerdem bedeutet das, dass die Energieerzeugung im Helium brennenden Kern stark konzentriert ist. Daher findet das Helium-Brennen innerhalb des früheren Wasserstoff brennenden Kerns statt (keine Protonen-Zufuhr möglich). Außerdem ist der Helium brennende Kern wegen der starken Leuchtkraftkonzentration bei kleinem r konvektiv. Das gilt auch für alle späteren Brennphasen im Zentrum.

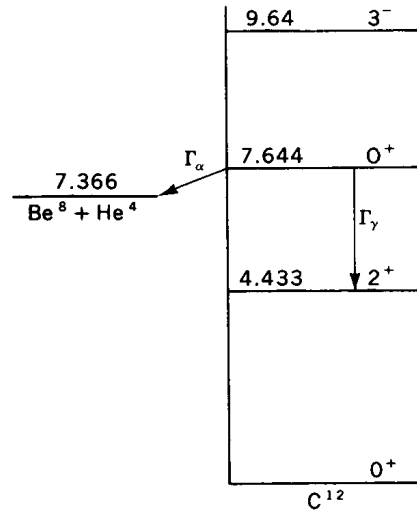


Abbildung 6.3: Energieniveau-Schema des ^{12}C -Kerns und Energie des $^8\text{Be} + ^4\text{He}$ -Systems.

6.3.2 α -Einfänge

Aus der Tatsache, dass ^{16}O das dritt- und ^{20}Ne das fünfthäufigste Element ist, lässt sich sofort schließen, dass man wohl durch sukzessive α -Einfänge, beginnend bei ^{12}C , diese Elemente erhält. Tatsächlich sind die Reaktionen



die beiden anderen wichtigen Reaktionen im Heliumbrennen, die zum Teil in direkter Konkurrenz zum 3α -Prozess ablaufen.

Die Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ bestimmt das Verhältnis von Kohlen- zu Sauerstoff im Universum mit. Beide Elemente werden in Sternen mittlerer und hoher Masse erzeugt, und zwar hauptsächlich im Heliumbrennen. Die Reaktionsrate ist die vielleicht berüchtigste in der Astrophysik, da sie trotz vieler experimenteller Versuche immer noch nur mit einer Genauigkeit von einem Faktor 2-3 bestimmt werden konnte. Meist gibt man die Rate relativ zu einem in den 80er Jahren von Fowler und Gruppe veröffentlichtem Wert an: derzeit ist ein Faktor 2 über diesem Wert (temperaturabhängig!) der favorisierte. Die frei gesetzte Energie ist 7.161 MeV.

Eine weitere, aber hier nicht näher besprochene Reaktion ist $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}$ mit einer Wärmetönung von 4.73 MeV.

6.3.3 Ablauf des Heliumbrennens

Heliumbrennen verläuft immer etwa nach dem folgenden Schema: sobald die Zündtemperatur für den 3α -Prozess, also etwa 10^8 K erreicht werden, fusioniert Helium zu ^{12}C , dessen Anteil stetig steigt. Aufgrund der gleichzeitig leicht ansteigenden Temperatur in der Brennregion wird die Reaktion $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ immer schneller. Da irgendwann auch die abnehmende Helium-Häufigkeit den 3α -Prozess stark bremst ($\sim Y^3$!), gewinnt die ^{12}C -zerstörende Reaktion und der Kohlenstoffanteil nimmt wieder ab, zugunsten einer ansteigenden ^{16}O -Häufigkeit. Neon steigt mit zunehmendem ^{16}O -Anteil. Die endgültige Mischung hängt vom zeitlichen Temperaturverlauf ab. Als Daumenregel kann man sich merken, dass C und O etwa 50:50 Teile ausmachen, mit sehr wenig Neon. Allerdings ist es nicht unüblich, dass dieses Verhältnis

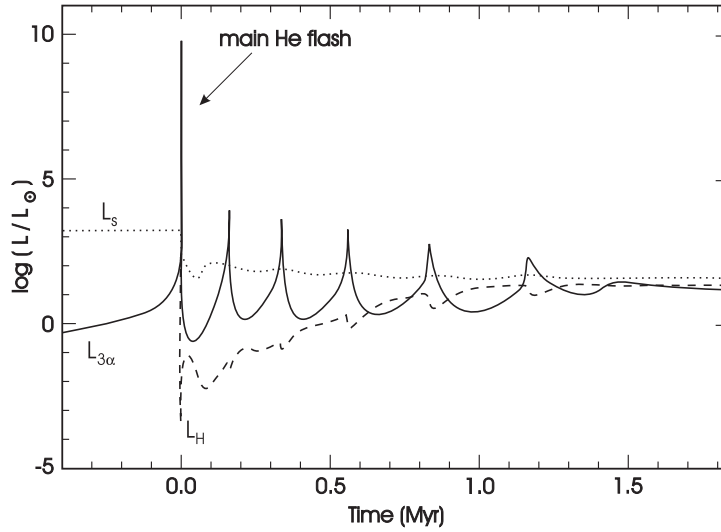


Abbildung 6.4: L_{He} (hier als $L_{3\alpha}$ bezeichnet, sowie Oberflächenleuchtkraft $L_S = L$ und die der Wasserstoffschalenquelle L_{H} während des Helium-Flashes in einem massearmen Stern.

zwischen 2:1 und 1:2 schwankt. Das hängt vor allem von der stellaren Masse (je höher, desto heißer, desto mehr Sauerstoff) und eben der verwendeten Reaktionsrate für $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ ab.

6.4 Der Helium-Flash

Während das Helium-Brennen in Sternen mittlerer Massen, also etwa ab $M = 2.3 M_{\odot}$ unspektakulär und allmählich beginnt, führen die speziellen Eigenschaften der entarteten Heliumkerne in Sternen niedriger Massen zu einer Beinahe-Explosion, wenn das Helium zündet. Bei etwa 10^8 K oder kurz davor beginnen allmählich die $3\text{-}\alpha$ Reaktionen abzulaufen. Zunächst steigt die daraus resultierende Heliumleuchtkraft L_{He} nur ganz langsam an, so dass ihr Beitrag zu L verschwindend ist. Nach einigen hundert Millionen Jahren ist L_{He} gerade mal $1/10 L_{\odot}$, aber dann dauert es nur noch ca. 1 Mill. Jahre bis zu $1 L_{\odot}$ und weitere 200.000 Jahre bis zu $10 L_{\odot}$ (Zahlen eines $1.2 M_{\odot}$ Sterns), usw. Der sich jetzt exponentiell beschleunigende Anstieg (Abb. 6.4 resultiert aus der Tatsache, dass die freigesetzte Energie nur zur Erhöhung der Temperatur der brennenden Bereiche, nicht zur Expansion genutzt wird, weil der Kern fast vollständig entartet ist, und daher die Dichte nur vom (hydrostatischen) Druck, nicht aber von T abhängt. Wegen $\epsilon \sim T^{40}$ steigt daher die Energieerzeugung rapide an, bis T so hoch ist, dass die Entartung aufgehoben ist, und Expansion einsetzen kann. Abb. 6.4 zeigt die Phase vor, während und nach dem Flash.

L_{He} erreicht während einer Dauer von einigen Hundert Jahren sogar Werte von $\log L_{\text{He}} > 4$, mit Spitzenwerten von 10! Die gesamte Energiemenge wird aber für die Aufhebung der Entartung und Kernexpansion verwendet, so dass L nicht steigt, sondern als Folge des zeitweisen Erlöschens der H-Quelle sogar sinkt. Der Effekt des Helium-Flashes besteht hauptsächlich darin, den Kern von Dichten von $\approx 10^6 \text{ g/cm}^3$ auf Werte um 10^3 g/cm^3 zu bringen, so dass der Kern wieder ein ideales Gas darstellt, Helium zentral brennt, und der Kern konvektiv ist. Wie man sieht (Abb. 6.4) finden nach dem Hauptflash noch einige kleinere Sekundärflashes statt, bis endlich der Kern umstrukturiert ist. Nicht nur der Kern, sondern auch der ganze Stern hat

nach dem Zünden ein neues Aussehen: L sinkt auf Werte um einige zehnte L_{\odot} ab und T_{eff} steigt an. Der Helium-Flash ist eine der schwierigsten Phasen der numerischen Sternentwicklung und zeigt noch eine ganze Reihe von Eigenheiten. Außerdem sollte er dynamisch gerechnet werden. Es ist auch möglich, aber noch nicht klar untersucht, ob er zu einem kurzzeitigen, signifikanten Massenverlust (Verlust eines Teils der Hülle) und zu Mischungsprozessen zwischen Hülle und He-brennenden Schichten führen kann.

Kapitel 7

Die Helium-Brennphasen

Abbildung 7.1 zeigt nochmals den Übergang von massearmen Sternen zu solchen mit mittlerer Masse: die Kernmasse und die Leuchtkraft beim He-Zünden sind zunächst nahezu konstant, fallen dann über einen relativ kleinen Bereich schnell ab (Übergang entartetes zu idealem Gas), um dann wieder mit der Gesamtmasse linear anzusteigen.

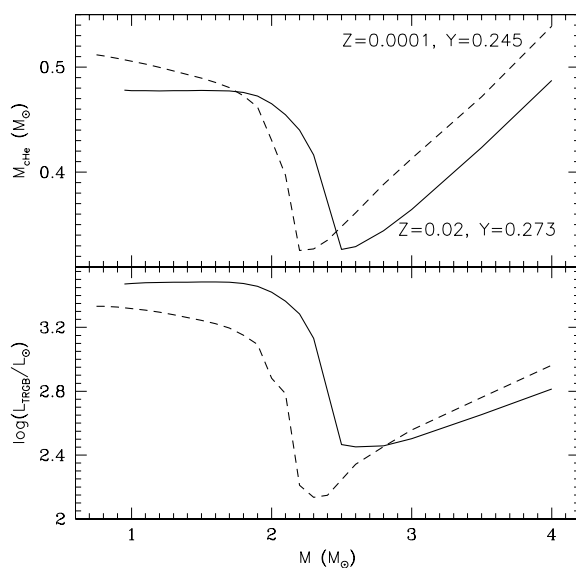


Abbildung 7.1: Masse des Heliumkerns und Leuchtkraft von Sternen unterschiedlicher Masse und zweier Zusammensetzungen zu Beginn des Heliumbrennens.

7.1 Der Horizontalast

Sterne mit niedrigerer Masse haben auch nach dem Heliumflash die nahezu identische Leuchtkraft. Allerdings wirken sich nun Unterschiede in der Gesamt- und somit der Hüllenmasse aus: je höher die Gesamtmasse, desto mehr Masse steckt in der Hülle und desto kühler ist der Stern nach dem Flash. Das Ergebnis ist somit, dass Sterne unterschiedlicher Masse bei ähnlicher Leuchtkraft, aber unterschiedlicher Temperatur das zentrale Heliumbrennen erleben. Besonders bei niedrigerer Me-

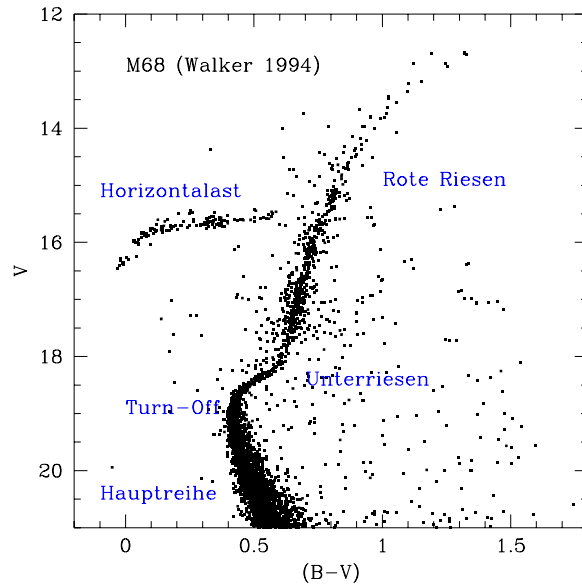


Abbildung 7.2: Farb-Helligkeits-Diagramm des Kugelsternhaufens M68 mit seinen Hauptästen.

tallizität, wie es für *galaktische Kugelsternhaufen* typisch ist (Population II), sieht man dies im Auftreten des *Horizontalastes*, wobei der Ort des Beginns des zentralen Heliumbrennens wieder *Nullalter-Horizontalast* oder *ZAHB*, *zero-age horizontal-branch* heißt. Abbildung 7.2 zeigt das CMD des Kugelsternhaufens M68 mit den bisher schon besprochenen Ästen.

Abbildung 7.3 zeigt links die Entwicklung eines massearmen Sterns zu seiner ZAHB-Position und daneben (in Abhängigkeit des Reimers-Parameters η für den Massenverlust) nach dem Erreichen des Horizontalastes.

Da die Sterne eines Kugelsternhaufens alle etwa gleich alt sind, und die Entwicklung auf dem Riesenast sehr schnell ist, sollten alle Sterne auf dem HB (Horizontal Branch) mit der gleichen Masse geboren worden sein. Die offensichtlich unterschiedlichen Massen auf dem HB ergeben sich daher aus unterschiedlichen Massenverlust-Geschichten auf dem RGB. Die TO-Masse in M68 beträgt etwa $0.8 M_{\odot}$, und die Variation der Hüllenmasse auf dem HB reicht von fast $0.3 M_{\odot}$ bis wenigen Hundertstel Sonnenmassen, ist also eigentlich sehr gering. Der Effekt ist aber groß. Eine Sammlung von ZAHB-Positionen für Sterne verschiedener Metallizität und Hüllenmasse zeigt Abb. 7.4. Alle Rechnungen begannen mit einer Anfangsmasse von $0.8 M_{\odot}$.

Es sei in diesem Zusammenhang nur kurz darauf hingewiesen, dass bei $\log T_{\text{eff}} \approx 3.85$ die HB Sterne pulsationsinstabil sind, und als *RR Lyrae* Variable bekannt sind. Die Abhängigkeiten der HB-Leuchtkraft bei dieser Temperatur von einigen Kenngrößen (Kernmasse, Heliumgehalt, Metallizität) ist:

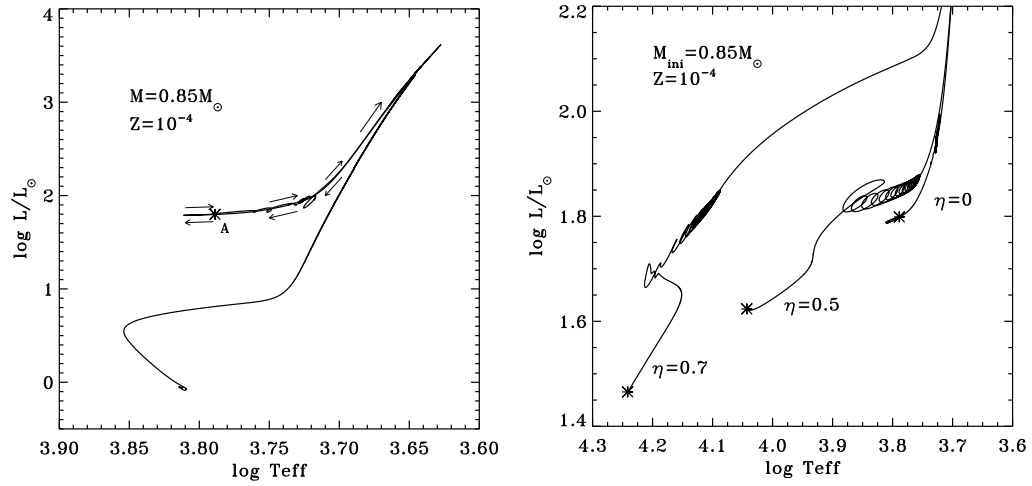


Abbildung 7.3: Links: Beispiel für die Entwicklung von der Hauptreihe durch den Heliumflash zum ZAHB (Stern) und danach. Rechts: Entwicklung nach dem ZAHB (Sterne) für dasselbe Modell wie links, aber verschiedene Massenverlustraten auf dem RGB, entsprechend (2.22).

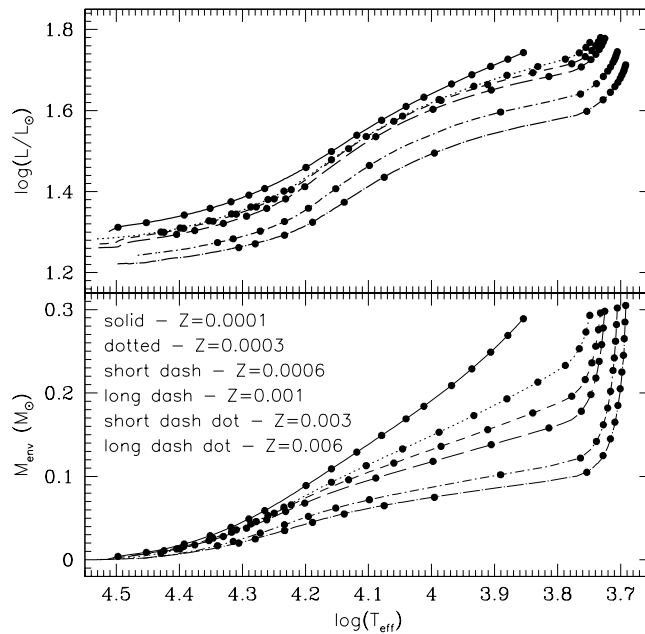


Abbildung 7.4: Zero-Age Horizontal Branches (Nullalter-Horizontaläste) für verschiedene Kombinationen von Metallizität (oben) und Hüllenmasse (unten).

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \log L_{\text{ZAHB}}^{3.85}}{\partial M_{\text{cHe}}} \right)_{Y,Z} &\approx 3.04 \\ \left(\frac{\partial \log L_{\text{ZAHB}}^{3.85}}{\partial Y} \right)_{M_{\text{cHe}},Z} &\approx 2.07 \\ \left(\frac{\partial \log L_{\text{ZAHB}}^{3.85}}{\partial \log Z} \right)_{M_{\text{cHe}},Y} &\approx -0.04 \end{aligned}$$

7.2 Heliumbrennen in Sternen mittlerer Masse

Sterne mittlerer Masse beginnen ihr Heliumbrennen im Kern nahe dem Rote Riesen Ast, aber bei niedrigerer Leuchtkraft als zuvor. In Abb. 5.8 und 7.5 (links) ist das Punkt F auf dem Entwicklungsweg. Dort hält sich der Stern wieder längere Zeit auf, daher ist die Wahrscheinlichkeit, einen Stern dort anzutreffen relativ hoch, was sich in einer erhöhten Sterndichte in einem Farb-Helligkeits-Diagramm niederschlägt. In Abb. 1.2 ist das der Fleck bei $M_{\text{HP}} \approx 2$, $(V-I) \approx 1.1$. Dieser ‘‘Sternklumpen’’ heißt daher folgerichtig auch (*red giant clump*). Physikalisch ist er also die Hauptphase des zentralen Heliumbrennens in Sternen mittlerer Masse.

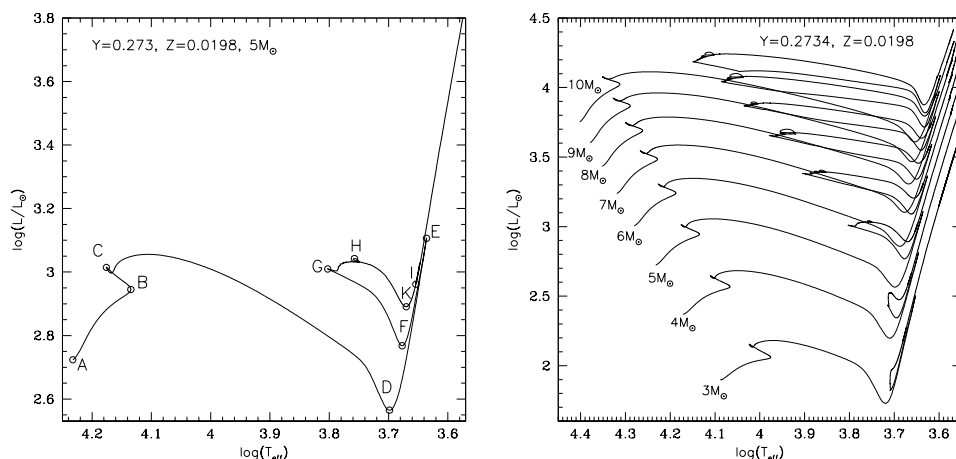


Abbildung 7.5: Links: Entwicklung eines $5 M_{\odot}$ -Modells. Die einzelnen Phasen sind im Text erklärt. Rechts: Überblick über die Veränderung der Schleifen mit zunehmender Masse.

In den Abbildungen 7.5 sieht man links einen typischen Entwicklungsweg (hier ein $5 M_{\odot}$ Stern mit solarer Zusammensetzung), sowie rechts einen Überblick über einen größeren Massenbereich. Die Definition der oberen Grenze des Bereichs von *Sternen mittlerer Masse* bezieht sich auf die Frage, ob der Stern im Prinzip sämtliche hydrostatische Brennphasen bis zum Eisen erreichen kann. Unter $M \approx 8 M_{\odot}$ ist das nicht möglich, und so ist dies die obere Massengrenze für ‘‘intermediate mass stars’’ oder ‘‘Sterne mittlerer Masse’’.

Die Punkte A-D in Abb. 7.5 (links) sind bereits diskutiert, ebenso der schnelle Übergang zu D und der verkürzte Aufstieg entlang des RGB bis zum Zünden des Helium bei E. Nach der üblichen Expansion des Kernes zu F liegt im Zentrum Helium-Brennen vor; außerdem brennt noch Wasserstoff in der weiter außen liegenden Schalenquelle. Der konvektive Kern wächst während des He-Brennens an und die Brenndauer liegt bei etwa 20% von der des zentralen Wasserstoffbrennens. Diese

relativ lange Dauer erklärt sich aus der Tatsache, dass die H-Quelle noch immer den Großteil der Energie liefert.

Während des He-Brennens im Kern macht der Stern eine Schleife zu höheren Temperaturen (G-K). Die Grösse dieser Schleife hängt von vielen Parameter ab, auch von den Details des konvektiven Brennes auf der Hauptreihe. Generell gilt, dass die Schleifen ausgeprägter sind, wenn die Masse ansteigt, der He-Gehalt größer ist, oder mehr konvektives Überschießen stattfindet. Generell hängt die Entwicklung in dieser Phase sehr stark von der Behandlung von (konvektiven) Mischungseffekten ab. Auch doppelte Loops sind möglich.

Punkt G in der Schleife wird erreicht, wenn etwa die Hälfte des Helium verbrannt ist. Ab dann steigt der Anteil der He-Leuchtkraft an, und der Stern kehrt Richtung Riesenast zurück. Bei H sind nur noch 2% Helium vorhanden, bei K nicht viel weniger, aber $L_{\text{He}} \approx 0.6L$.

Sterne ab $8 M_{\odot}$ zünden He bereits vor dem Erreichen des Riesenastes, für niedrigen Metallgehalt geschieht das sogar schon bei niedrigeren Massen.

Die Bedeutung der Loops liegt nicht nur darin, dass sie eine langlebige Phase in der Entwicklung von Sternen mittlerer Masse sind, sondern auch darin, dass die Schleifen den *Instabilitätsstreifen* für radiale Pulsationen durchschneiden, d.h. diese Sterne zeigen regelmäßige Helligkeitsschwankungen mit Perioden von einigen Tagen. Dieser Typ von Veränderlichen sind die berühmten *Cepheiden*, die im letzten Teil noch eine Rolle spielen werden.

7.3 Der Asymptotische Riesenast

Nach dem Ende des zentralen Helium-Brennens entwickelt sich, analog zur früheren Entwicklung, eine Helium-Schalenquelle um den C/O-Kern. Sterne niedriger und mittlerer Masse entwickeln sich vom Horizontalast bzw. dem Clump zurück ins Gebiet der Roten Riesen, bleiben aber generell wärmer. Die Abbildungen 7.6 zeigen diese Entwicklung, die im links gezeigten solaren Fall in Höhe der Zeitmarke von 12 Milliarden Jahren einsetzt. Der zweite Riesenast-Aufstieg heißt “asymptotisch”, weil er sich allmählich an den ersten Riesenast anschmiegt. Zu Beginn des Helium-Schalenquellen-Brennens erlischt die Wasserstoff-Schalenquelle vorübergehend in Sternen höherer Masse, wodurch die sich vertiefende konvektive Hülle wieder in Gebiete prozessierten Materials dringen kann. Das geschieht in Sternen mit über $M \approx 3 \dots 5 M_{\odot}$, und heißt daher *zweiter dredge-up*. Für $M \lesssim 8 \dots 10 M_{\odot}$ entwickelt sich ein stark entarteter CO-Kern mit einem nicht-zentralen Temperaturmaximum. Solche Kerne sind wieder durch Neutrino-Emission gekühlt und verhindern daher das Zünden des Kohlenstoffs (Abb. 6.2). Die Masse, bis zu der das geschieht, heißt auch M^{up} . Der Wert von $8 M_{\odot}$ gilt für solare Metallizität, für Population II liegt er eher bei $4 M_{\odot}$. Sterne oberhalb dieser Masse zünden den Kohlenstoff entweder unter (etwas) entarteten (C-Flash) oder nicht-entarteten Bedingungen. Die ersteren könnten durch den Flash explodieren, die letzteren werden dann *massereiche Sterne* genannt, und werden auch die folgenden Brennphasen durchlaufen.

7.3.1 Thermische Pulse

Das Besondere am Asymptotischen Riesenast (AGB) ist, dass die Helium-Schalenquelle, die zunehmend dünner wird, und sich der Wasserstoff-Schalenquelle annähert, thermisch instabil wird. Das führt zu einem thermischen Weglaufen der Energieerzeugung in der He-Schalenquelle. Das erste Mal geschieht dies nach einem temporären Abflauen der Energieproduktion in ihr und einem Wiedererstarren der H-Schalenquelle, die immer mehr He-Asche hinter sich lässt, die komprimiert und

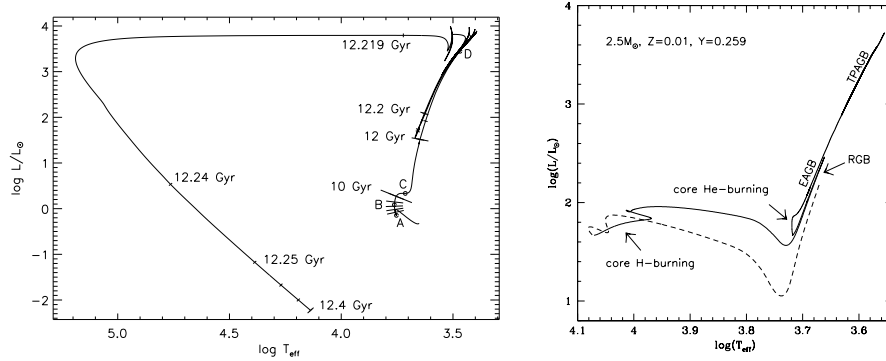


Abbildung 7.6: Links: Entwicklung der Sonne von der Hauptreihe (A und B) über den Unterriesen (C) und Riesenast (D) zum zentralen Heliumbrennen (bei 12 Gyr). Danach beginnt der Aufstieg zum Asymptotischen Riesenast mit nachfolgender Querung des HRD zu hohen Temperaturen und Abkühlung zum Weißen Zwerg. Rechts: Beispiel der Entwicklung im HRD eines Sterns mittlerer Masse bis in den AGB.

erhitzt wird. Hat sie etwa $10^{-3} M_\odot$ erreicht, zündet das Helium und der “Runaway” setzt ein.

Seine physikalische Ursache liegt in der geringen vertikalen Ausdehnung s der Schalenquelle relativ zum Radius, bei dem sie sitzt, r , und nicht in Entartung. Mit Hilfe von Homologie-Relationen für Schalenquellen kann man zeigen, dass

$$\frac{dP}{P} = 4 \frac{s}{r} \frac{d\rho}{\rho} \quad (7.1)$$

Verwenden wir die Zustandsgleichung in der Form

$$\frac{dP}{P} = \alpha \frac{d\rho}{\rho} + \beta \frac{dT}{T} \quad (7.2)$$

(wobei α und β positiv sind), so ergibt sich

$$\frac{d\rho}{\rho} \left(4 \frac{s}{r} - \alpha \right) = \beta \frac{dT}{T}. \quad (7.3)$$

Mit anderen Worten, falls $s \ll r$, ist $\rightarrow (4 \frac{s}{r} - \alpha) < 0$ und bewirkt somit, dass eine Dichteerniedrigung, also Expansion der Schale, wie sie durch die zusätzliche Energiezufuhr der Schalenquelle hervorgerufen wird, zu einer weiteren Temperaturerhöhung und damit noch mehr Energieerzeugung führt! Dieses Weglaufen hört erst auf, wenn die Ausdehnung bewirkt, dass der Ausdruck in Klammern durch das erhöhte s positiv wird.

Ähnlich wie beim Helium-Flash in einem entartetn Kern werden kurzzeitig Heliumleuchtkräfte von bis zu $10^7 - 10^8 L_\odot$ erreicht, die aber nur zur Erhöhung der Schalentemperatur und dem Wegschieben der darüber liegenden Wasserstoffhülle genutzt werden. L bleibt wieder relativ stabil, auch die Oberflächentemperatur ändert sich nur etwas (im Flash kühler). Dadurch erlischt die Wasserstoff-Schalenquelle wieder, und der Zyklus beginnt erneut.

Diese Ereignisse nennt man *thermische Pulse* und sie wiederholen sich im Abstand einiger 10-Tausend Jahre. Die wichtigste Folge ist, dass ein Mischen von Materie, die im Helium-Brennen prozessiert wurde, bis zur Oberfläche des Sterns durch

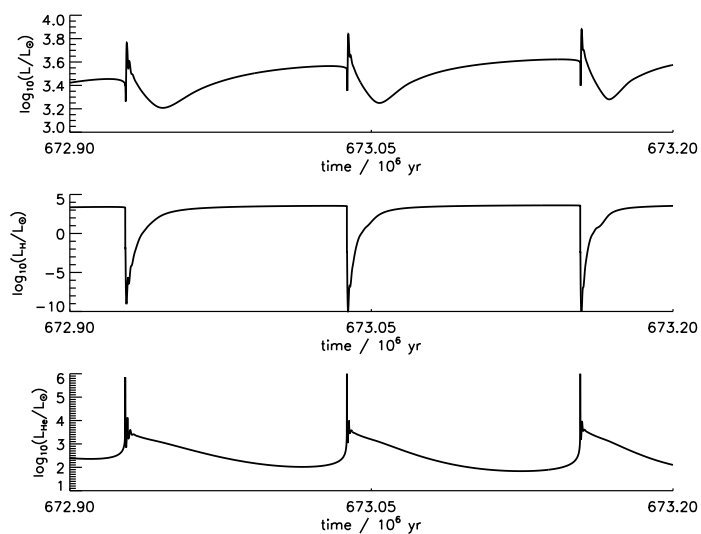


Abbildung 7.7: Variation der Leuchtkräfte L , L_H und L_{He} während der thermischen Pulse (Abb. aus der Dissertation von A. Kitsikis (LMU 2007).)

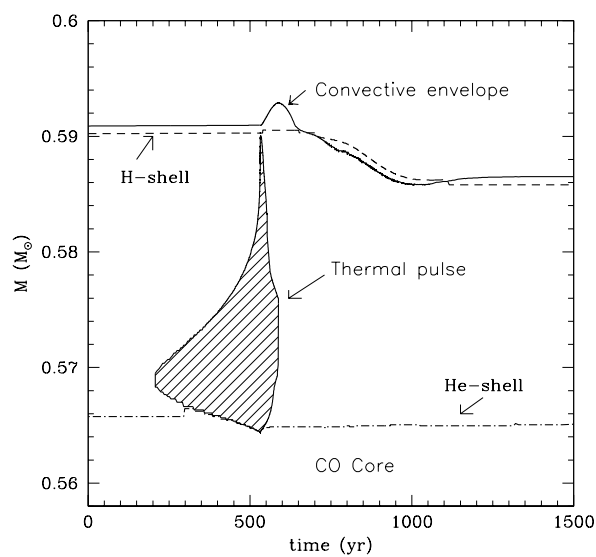


Abbildung 7.8: Schematischer Ablauf der thermischen Pulse. Die Schalenquellen sind durch gestrichelte Linien, die Konvektionszone über der He-Schalenquelle schraffiert, und der untere Rand der konvektiven Hülle durch eine durchgezogene Linie dargestellt.

die beiden Konvektionszonen (Abb. 7.8) möglich ist. Die Folge ist eine Anreicherung der Oberfläche mit Kohlenstoff und die Entstehung von *Kohlenstoffsternen* (wenn $C/O > 1$). Dies wird dann *dritter dredge-up* genannt. Außerdem können Protonen in heiße, heliumreiche Zonen gemischt werden, wodurch zunächst aus ^{12}C ^{13}C entsteht, und danach durch eine α -n-Reaktion freie Neutronen. Diese werden dann von den schweren Kernen (keine Coulomb-Abstoßung!) geschluckt, so dass sehr schwere Elemente entstehen. Barium, Strontium und andere seltene Erden werden hier im sogenannten *s-Prozess* erzeugt, auf den wir nicht weiter eingehen können (s. Nukleosynthese-Vorlesung).

Sterne auf dem AGB sind außerdem auch noch pulsationsinstabil und oszillieren (halb-)regelmäßig mit Perioden von mehreren hundert Tagen. *Mira* ist einer der Prototypen dieser Variablen-Klasse.

7.3.2 Massenverlust

Entwickelten sich AGB-Sterne ohne Massenverlust, könnten die Sterne hunderte von thermischen Pulsen erleben, bis endlich der Kern die kritische Masse von etwa $1.4 M_{\odot}$ (*Chandrasekhar-Masse*) erreichen, bei der auch der Entartungsdruck nicht mehr der Gravitation standhalten könnte und der einsetzende Kollaps zum C-Flash führen würde. Tatsächlich aber verringert sich die stellare Masse durch starken Massenverlust beträchtlich, so dass letztendlich dieser Prozess für das Ende des AGB verantwortlich ist. Die Massenverlustrate steigt dabei bis auf $10^{-4} M_{\odot}/\text{a}$ an (*Superwind*), und ist auch im Mittel von der Größenordnung $10^{-8} M_{\odot}/\text{a}$ oder höher. Der Mechanismus ist unbekannt, aber erfolgreiche Theorien existieren für *staubgetriebene Winde* um Kohlenstoff-Sterne: durch die Pulsationen (weniger durch die Pulse) wird die Atmosphäre, die sonst Temperaturen um 2500 K hat, auf unter 1500 K gekühlt, so dass Staubteilchen aus der C-Chemie der Hülle entstehen können, auf die die dann der starke Strahlungsdruck effektiv einwirkt und sie vom Stern wegbeschleunigt. Durch Stöße nehmen sie auch das Gas mit. Der empirische Beweis dafür sind sehr dichte *zirkumstellare Staubhüllen*, die bewirken können, dass ein Großteil des Sternlichtes absorbiert und im Infraroten wieder emittiert wird (OH/IR-Sterne).

Die Entwicklung von Sternen auf dem AGB ist also gekennzeichnet durch ein Wachsen des C/O- und He-Kerns durch Schalenquellen-Brennen und ein Abtragen der Hülle durch starken Massenverlust. Es scheint, als würde letzteres der entscheidende Effekt zur Begrenzung der Lebensdauer und damit des Anwachsens des entarteten Kerns zu sein, und dass wenige oder gar keine Sterne mittlerer Masse das Zünden des Kohlenstoffs erreichen.

7.3.3 Post-AGB Entwicklung

Wesentliche Teile der Hülle werden innerhalb von 100.000 Jahren abgeblasen, expandieren und werden später, wenn der Stern den AGB verlässt (weil die Hülle zu dünn geworden ist, um noch eine niedrige Oberflächentemperatur zu ermöglichen; die kritische Masse liegt unter $10^{-3} M_{\odot}$) und heißer wird (die horizontale Querung des HRD in Abb. 7.6, links, dauert einige 10.000 Jahre), von der heißen Ultraviolett-Strahlung des *post-AGB* ionisiert und leuchten selbst durch Rekombination wieder auf — das sind dann die *Planetarischen Nebel*.

Der Zentralstern selbst erreicht schließlich ein Maximum in der Effektivtemperatur (das “Knie”), wenn die H-Schalenquelle selbst zu kühl wird und erlischt. Sollte in dieser Phase noch ein thermischer Puls auftreten, kehrt der Stern zum AGB für einige hundert Jahre zurück. Solche Objekte (FG Sge und “Sakurai’s Object”) wurden in der Tat beobachtet.

Nach dem Knie beginnt die Abkühlphase: Photonen und Neutrinos bewirken ein Auskühlen des ehemaligen Stern-Kerns, der zu einem *Weißem Zwerg* (WD) wird, al-

so einem am Ende vollständig entarteten, kalten und dunklen Objekt. Der skizzierte Weg führt zu CO-WDs, es gibt aber auch solche mit einer He-Mischung (verlassen schon den RGB), und ONeMg-WDs (ein ganz spezieller Weg). Je nach Hüllenmischung spricht man von DA (H-Hülle) oder DB (He-Hülle) oder auch noch anderen Typen.

Als Resultat der Entwicklung von Einzelsternen niedriger und mittlerer Masse erhält man also Weiße Zwerge mit Massen, die typischerweise bei $0.6 M_{\odot}$ liegen, aber auch bis $\approx 1 M_{\odot}$ reichen können. Es sind aber keine Weißen Zwerge (aus Einzelsternentwicklung) mit $M \approx M_{\text{CH}} \approx 1.4 M_{\odot}$ bekannt; sie können aber auch nicht ausgeschlossen werden.

Kapitel 8

Entwicklung massereicher Sterne

Sterne mit $M > M^{\text{up}}$ heißen *massereiche Sterne*. Ihre Entwicklung im HRD und im Diagramm von zentraler Dichte und Temperatur ist in Abb. 8.1 dargestellt. Sie durchlaufen nacheinander alle hydrostatischen Brennphasen bis zum Silizium-Brennen, an dessen Ende Eisen steht. Ihre Entwicklung wird durch folgende Effekte gekennzeichnet:

- durch die hohen Zentraltemperaturen sind die Gasbedingungen nie entartet;
- die Opazität ist im Wesentlichen Elektronenstreuung;
- jede Brennphase findet im Kern der vorhergehenden Phase statt; dadurch entsteht ein chemisches Profil in Form von *Zwiebelschalen*;
- die nuklear brennenden Kerne sind immer konvektiv; ihre Größe wird maßgeblich von Overshooting bestimmt, und umfasst bis zu 80% oder mehr der Gesamtmasse;
- der Massenverlust von der Oberfläche kann extrem hoch werden ($10^{-5} M_{\odot}/\text{a}$) und dadurch schon auf der Hauptreihe Schichten mit prozessiertem Material frei legen (Effekt der *Wolf-Rayet-Sterne*);
- die späten Brennphasen (bei $T \approx 10^9$ K) haben so kurze Lebenszeiten (ab dem C-Brennen nur noch einige Tausend Jahre), dass die thermische Zeitskala der Hülle vergleichbar oder sogar größer wird, und der Stern somit seine Position im HRD nicht mehr verändert (Si-Brennen dauert nur noch 1 Tag oder weniger und umfasst noch etwa $1 M_{\odot}$);
- die genauen Entwicklungswege hängen von den Details (der Behandlung) von Konvektion und Massenverlust ab; ob sie im Blauen oder Roten enden, ist oft unklar (SN1987A explodierte unerwarteterweise bei $T_{\text{eff}} \approx 10^4$ K!);
- die Lebensdauer von massereichen Sternen reicht von 12 Mill. Jahren für einen $15 M_{\odot}$ Stern bis unter 6 Mill. Jahre bei $25 M_{\odot}$ (solare Zusammensetzung); auch die massereichsten Sterne ($\approx 60 M_{\odot}$) leben noch etwa 1 Million Jahre.

Die obere Massegrenze liegt übrigens bei etwa $100 M_{\odot}$, und ist gegeben durch eine Pulsationsinstabilität, die bewirkt, dass soviel Hüllenmasse abgestoßen wird, bis der Stern wieder stabil gegen Pulsationen ist.

Da in den Eisenkernen der massereichen Sterne keine weitere Energie mehr gewonnen werden kann, gibt es auch keine stabilisierende Energiequelle mehr. Tatsächlich

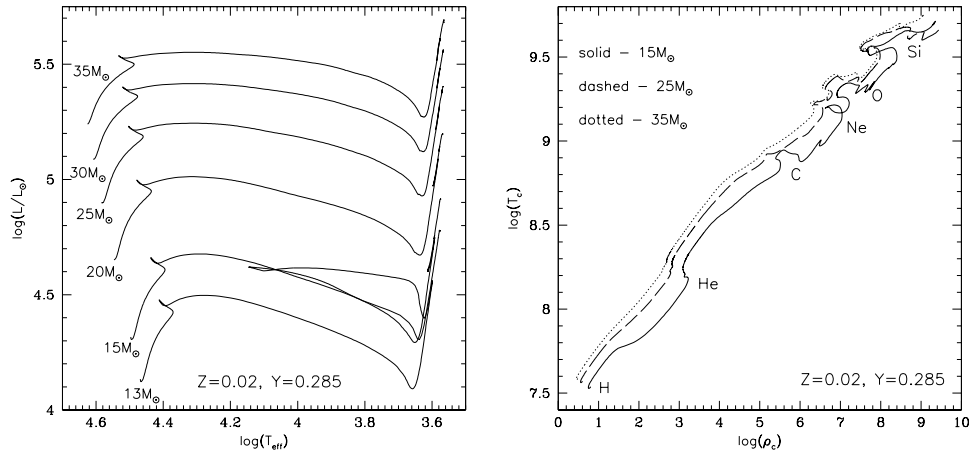


Abbildung 8.1: Entwicklung massereicher Sterne im HRD (links) und im Diagramm von zentraler Dichte und Temperatur (rechts).

führt jede weitere Kontraktion zu einer Reduktion der inneren Energie: Eine Erhöhung der Dichte führt unter den herrschenden Umständen zu einer Umwandlung von Protonen zu Neutronen durch Einfang von Elektronen (*Neutronisation*). Da die Elektronen wesentlich zum Druck beitragen, wird das hydrostatische Gleichgewicht instabil. Zweitens resultiert eine damit einhergehende Temperaturerhöhung in *Photodisintegration* schwerer Kerne (die inverse Reaktion von, z.B., normalen *p*-Einfängen). Dabei wird aber Energie verbraucht, und der Stern beginnt zu kollabieren.

Die Dichten, die dabei erreicht werden, steigen bis 10^{14} g/cm^3 , das sind mehrfache Kerndichten. Dann ist der gesamte Kern neutronisiert, und wir haben einen *Proto-Neutronenstern*, der durch die endlich einsetzende Neutronenentartung stabilisiert wird. Der Kollaps geschieht in Millisekunden. Die nachfolgende Hülle prallt auf den jetzt sehr steifen Kern und wird reflektiert. Eine Stoßwelle führt zur Explosion vom Typ *Supernova Typ IIa*. Man beachte aber, dass 99% der Explosionsenergie ($\approx 10^{53} \text{ erg}$) in Form von Neutrinos aus der Neutronisation verloren geht. Nur 1% geht in kinetische Energie, und davon werden wiederum nur 10% in Form von Licht abgestrahlt. Dennoch ist eine Typ IIa Supernova eines der hellsten Objekte im Universum.

Sollte die Masse des kollabierenden Kerns über etwa $2 - 3M_{\odot}$ liegen, kann unter Umständen selbst die Neutronenentartung nicht mehr den Kollaps aufhalten, und der Stern endet als *Schwarzes Loch*.