Mischprozesse und Nukleosynthese in den Komponenten massereicher enger Binärsysteme

Dissertation der Fakultät für Physik der
Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Hartmut Braun
aus Göttingen

7. November 1997

Für meine Tochter Annika

The inside of a star is a hurly-burly of atoms, electrons and aether waves.

A.S. Eddington (1926)

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Entwicklung massereicher enger Doppelsterne. Dabei liegt der Schwerpunkt auf der Fragestellung, wie sich Mischprozesse im Inneren von Sternen auf die Entwicklung der Komponenten von Binärsystemen auswirken und auf deren Nukleosynthese Einfluß nehmen.

Für diese Untersuchung wurden Entwicklungsrechnungen von Doppelsternmodellen durchgeführt. Das dafür entwickelte Computerprogramm basiert auf einem Sternentwicklungscode für Einzelsterne, der dahingehend erweitert wurde, daß die simultane Berechnung zweier Sternmodelle möglich ist. Um den in engen Binärsystemen auftretenden Massentransfer zwischen den Komponenten zu berücksichtigen, wurde das Roche-Modell für Doppelsterne zugrunde gelegt (Abschnitt 2.1), mit dessen Hilfe der Massenverlust eines Sterns über den inneren Lagrange-Punkt bestimmt werden kann (Abschnitt 2.3).

Das verwendete Kernreaktionsnetzwerk beinhaltet alle Reaktionen, die für Rechnungen bis einschließlich des Sauerstoffbrennens benötigt werden. Weiterhin werden die Reaktionen des Neon-Natrium- und des Magnesium-Aluminium Zyklus berücksichtigt. Die zu berücksichtigenden Mischprozesse im Sterninneren werden in Form eines zeitabhängigen Diffusionsprozesses beschrieben (Kapitel 3). Dies gilt insbesondere auch für diejenigen Mischprozesse, die in Bereichen mit invertierten Molekulargewichtsgradienten auftreten und in Doppelsternen von Bedeutung sind.

Durchgeführt wurden Rechnungen eines Fall A Binärsystems mit Massen der Komponenten von 20 und $18M_\odot$ und eines frühen Fall B Systems mit 13 und $12M_\odot$ (Kapitel 2). Die Modellsequenzen wurden bis zum Zünden des Neonbrennens der massereicheren Komponente durchgerechnet. Daher konnte in dem Fall B System ebenfalls der späte Fall BB Massentransfer berechnet werden. Zur Untersuchung von spezifischen Fragestellungen wurden weiterhin mehrere Binärsysteme verschiedener Massen teilweise bis zum Ende des zentralen Heliumbrennens berechnet. Ebenfalls durchgeführte Einzelsternrechnungen werden weiter unten beschrieben.

Im folgenden werden die wichtigsten Ergebnisse der vorliegenden Arbeit unter jeweils einem Schlagwort zusammengefaßt.

Nichtverjüngung. Einer der wichtigsten Aspekte in der Entwicklung von Binärsystemen ist die sogenannte *Verjüngung* der masseakkretierenden Sekundärkomponente (Abschnitt 4.2). Damit wird die Anpassung des chemischen Profils des Sterns an seine erhöhte Masse bezeichnet, in deren Verlauf der Wasserstoffgehalt im Zentrum ansteigt. Da das chemische Profil nach der Verjüngung fast identisch mit dem eines Einzelsterns gleicher Masse ist, verläuft die weitere Entwicklung identisch zu der eines Einzelsterns. Der Prozeß der Verjüngung wird durch semikonvektives Mischen dominiert. Ein Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit liegt auf der Fragestellung, wie sich die Zeitskala des semikonvektiven Mischens auf den Verjüngungsprozeß auswirkt.

In Kapitel 4 wird eine Parameterstudie vorgestellt, in der Entwicklungssequenzen masseakkretierender Hauptreihensterne im Massenbereich $12 \ldots 20 M_{\odot}$ untersucht wurden. Die akkretierte Masse ΔM und der Akkretionszeitpunkt wurden in verschiedenen Sequenzen, entsprechend den in realistischen Binärsystemen zu erwartenden Werten, variiert. Weiterhin wurden Modellsequenzen berechnet, bei denen eine unterschiedliche Effizienz des semikonvektiven Mischens angenommen wurde.

Im Gegensatz zu den bisher in der Literatur beschriebenen Modellen masseakkretierender Hauptreihensterne, in denen ein instantanes Mischen durch Semikonvektion angenommen wurde, tritt in den in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Modellen nicht in allen Fällen eine Verjüngung ein. Die Berücksichtung der Zeitskala des semikonvektiven Mischens bewirkt, daß der Prozeß der Verjüngung eventuell nicht bis zum Ende der Hauptreihenentwicklung abgeschlossen wird. Je später der Massentransfer stattfindet, je weniger Masse akkretiert wird und je höher die Anfangsmasse der akkretierenden Komponente ist, desto wahrscheinlicher tritt *keine* Verjüngung auf. Nichtverjüngende Sterne haben eine chemische Struktur, die deutlich von der Struktur von Einzelsternen abweicht und entwickeln sich demzufolge nach der Akkretion anders als Einzelsterne (vgl. z.B. Abbildung 4.6).

Von großer Bedeutung ist die Effizienz des semikonvektiven Mischens, welche in der vorliegenden Arbeit durch den Parameter $\alpha_{\rm sk}$ beschrieben wird (Abschnitt 3.2). Bei einer geringen Effizienz der Semikonvektion wird das Auftreten einer Verjüngung unwahrscheinlicher. Mit dem aus Einzelsternrechnungen und theoretischen Modellen der Semikonvektion bestimmten relativ kleinen Wert von $\alpha_{\rm sk} \lesssim 0.04$ erfährt ein signifikanter Anteil von Sekundärkomponenten in realistischen Binärsystemen keine Verjüngung (Abschnitt 8.2).

Weiterhin werden in Kapitel 4 die Unterschiede der Entwicklung von verjüngenden und nichtverjüngenden Sternen beschrieben, und in Kapitel 6 erstmals realistische Doppelsternrechnungen mit nichtverjüngenden Sekundärsternen sowie deren Entwicklung bis zum zentralen Neonbrennen vorgestellt. Hauptmerkmal der nichtverjüngenden Sternmodelle ist, daß der konvektive Kern nicht auf die Größe anwachsen kann, die der Gesamtmasse des Sterns entspricht. Als Konsequenz ist der Heliumkern am Ende der Hauptreihenentwicklung in nichtverjüngenden Sternen kleiner als in verjüngenden Sternen bzw. Einzelsternen. In der weiteren Entwicklung ergeben sich daher große qualitative Unterschiede: 1) Nichtverjüngende Sterne verbringen ihr Heliumbrennen im blauen Bereich des Hertzsprung-Russel-Diagramms nahe dem Hauptreihenband. Dieser Bereich des HR-Diagramms, in dem z.B. in der Großen Magellanschen Wolke viele Sterne beobachtet werden, kann nicht von Einzelsternmodellen bevölkert werden. Einzelsterne und verjüngende Sterne entwickeln sich zu kühleren Gebieten des HR-Diagramms. Anfänglich genügend massereiche nichtverjüngende Sterne ($M > 12M_\odot$) erfahren ihre Supernovaexplosion als blaue Überriesen, wie dies im Fall der Supernova 1987 A geschah. 2) In nichtverjüngenden Sternen ist die Effizienz und Ausdehnung der Wasserstoffschalenquelle größer als in verjüngenden Sternen. 3) Bei einer Anfangsmasse des Sekundärsterns von $\lesssim 12M_\odot$ kann der Mechanismus der Supernovaexplosion (Kernkollaps oder Kohlenstoffdeflagration) vom Auftreten einer Verjüngung abhängen (vgl. Abschnitt 6.1.3). Wichtige quantitative Unterschiede sind die Zeitdauer des zentralen Heliumbrennens, das bei nichtverjüngenden Sternen bis zu einem Faktor $3\ldots4$ länger dauert als in verjüngenden Sternen, und die Menge der von den Sternen an das interstellare Medium abgegebenen Isotope (s.u.).

Massentransfer. Eine wichtige Bedeutung der Mischprozesse auf die Entwicklung eines Binärsystems ergibt sich indirekt durch deren Einfluß auf die Massenverlustrate des Primärsterns. Diese ist bei Primärsternmodellen, die mit dem Schwarzschild-Kriterium berechnet werden, niedriger als bei Verwendung des Ledoux-Kriteriums (Abschnitt 8.1.1). Eine unterschiedliche Massentransferrate bei Binärsystemen mit identischen Systemparametern kann wiederum zu einer qualitativ unterschiedlichen Entwicklung führen. Bei einer höheren Massentransferrate erhöht sich die Wahrscheinlichkeit, daß es in einem System zu einem Kontakt der beiden Komponenten kommt. Beispielsweise entwickelt sich ein $16 + 13M_\odot$ frühes Fall B System bei Verwendung des Ledoux-Kriteriums für Konvektion in eine Kontaktphase, bei Verwendung des Schwarzschild-Kriteriums nicht. Bei einem Binärsystem, das keine Kontaktphase durchläuft, wird gewöhnlich angenommen, daß es einen konservativen Massentransfer ohne Massen- oder Drehimpulsverlust aus dem System erfährt. Wenn es dagegen zu einem Kontakt der Komponenten kommt, kann Materie und Drehimpuls aus dem System verloren gehen. Eventuell können die beiden Komponenten sogar verschmelzen.

Daraus ergibt sich eine weitreichende Schlußfolgerung. Verschiedene Rechnungen von Binärsystemen, inklusive den für die vorliegende Arbeit durchgeführten Rechnungen, zeigen, daß nur sehr frühe Fall B Systeme und nur solche mit einem Massenverhältnis nahe 1 einen Kontakt der Komponenten vermeiden können. Die Verwendung des Ledoux-Kriteriums statt des Schwarzschild-Kriteriums schränkt die Anzahl der Systeme mit einer Entwicklung ohne Kontaktphase weiter ein. Tatsächlich wird dann nur in einem geringen Bruchteil realistischer Binärsysteme ein Kontakt der Komponenten vermieden (Abschnitt 8.1.1).

Thermohalines Mischen. Thermohalines Mischen tritt in den radiativ stabilen Schichten in Sekundärkomponenten von Doppelsternen auf, in denen aufgrund vorangegangener Akkretion das mittlere Molekulargewicht nach außen *zu*nimmt. In der Literatur existieren mehrere Arbeiten, in denen die Zeitskala des thermohalinen Mischens in Sternen anhand einfacher Modelle abgeschätzt wird. Mit der in der vorliegenden Arbeit entwickelten selbstkonsistenten, zeitabhängigen Behandlung des thermohalinen Mischens kann erstmals gezeigt werden, daß diese theoretischen Abschätzungen nur bedingt auf realistische Sternmodelle anwendbar sind (Abschnitt 5.1). Zum einen wurde, insbesondere in den äußeren Bereichen eines Sterns, die Mischzeitskala unterschätzt. Zum anderen ergeben sich qualitative Unterschiede im Auftreten dynamischer Instabilitäten in Zonen mit nach außen zunehmenden Molekulargewicht.

Die für die vorliegende Arbeit berechneten Binärmodelle zeigen, daß in den schnellen Phasen eines Massentransfers das thermohaline Mischen nicht in der Lage ist, das vom Sekundärstern akkretierte Material schneller in der Hülle des Sterns zu verteilen als es durch den Massentransfer an der Oberfläche zugeführt wird. Als Konsequenz entspricht die chemische Oberflächenzusammensetzung des masseakkretierenden Sterns in den schnellen Phasen des Massentransfers der des akkretierten Materials (Abschnitt 5.2.2). Erst nach Beendigung des Massentransfers wird die Hülle des Sterns innerhalb weniger 10000 Jahre vollständig homogenisiert.

Die Effizienz des thermohalinen Mischens, in der vorliegenden Arbeit proportional zu einem Parameter α_{thm} angenommen (Abschnitt 3.3), hat vor allem während des Massentransfers einen Einfluß auf die beobachtbaren Größen eines Sterns (Abschnitt 5.2). Modelle, bei denen α_{thm} willkürlich über einen großen Wertebereich variiert wird, weisen in dieser Phase unterschiedliche Radien und Effektivtemperaturen auf. Ist Akkretionszeitskala kürzer als die thermische Zeitskala des Sterns haben Modelle mit höherer Effizienz des thermohalinen Mischens größere Radien, bei einer im Vergleich zur thermischen Zeitskala langen Akkretionszeitskala sind ihre Radien kleiner. Somit kann thermohalines Mischen insbesondere für die Frage des Auftretens oder Vermeidens von Kontakt während des Massentransfers von Bedeutung sein.

Nukleosynthese. Durch die Entwicklung eines massereichen Sterns in einem Binärsystem wird seine Nukleosynthese auf vielfältige Art beeinflußt (Kapitel 7). Ein wichtiger Aspekt ist, daß die erzeugte Menge eines Isotops eine nichtlineare Abhängigkeit von der Masse eines Sterns aufweist. Daher wird der Massentransfer, auch wenn die Gesamtmasse in einem Binärsystem erhalten bleibt, zu einer unterschiedlichen Nukleosynthese im Vergleich zu zwei Einzelsternen führen. Davon sind insbesondere die nach dem Massentransfer produzierten primären Isotope betroffen, z.B. ^{12}C und ^{16}O.

Ein weiterer in der vorliegenden Arbeit erstmals untersuchter Unterschied zwischen der Nukleosynthese in Binärsystemen und Einzelsternen ergibt sich aus dem durch Massenakkretion hervorgerufenen thermohalinen Mischen in der Hülle der Sekundärkomponenten. Der diesem Mischprozeß unterworfene Bereich der Hülle reicht bis in Zonen, in denen für das Ablaufen des CNO-Zyklus genügend hohe Temperaturen vorliegen. Dadurch findet in einem Großteil der Hülle eine Veränderung der Häufigkeiten der CNO-Isotope gegenüber der anfänglichen Zusammensetzung der Materie statt (Abschnitt 7.1.3).

Der Aspekt der Nichtverjüngung von masseakkretierenden Sekundärkomponenten tritt auch bei der Nukleosynthese in Binärsystemen in den Vordergrund. Verjüngende und nichtverjüngende Sekundärkomponenten weisen aufgrund ihrer unterschiedlichen chemischen Struktur deutliche Unterschiede in ihrer Nukleosynthese auf. Dabei sind der kleinere Kern und die effektivere Wasserstoffschalenquelle eines nichtverjüngenden Sterns die Hauptursache für die auftretenden Unterschiede.

Aufgrund seiner mit der stellaren Lebensdauer vergleichbaren mittleren Lebensdauer ist ^{26}Al vermutlich das Isotop, dessen Nukleosynthese von der Entwicklung in einem Binärsystem am stärksten beeinflußt wird (Abschnitt 7.2). In einzelnen Binärsystemen kann eine um mehr als eine Größenordung größere Menge ^{26}Al produziert werden als in Einzelsternen. Während in Einzelsternen ein Großteil des ^{26}Al zu Beginn der Hauptreihe erzeugt wird und im Inneren des Sterns unbeobachtet zerfällt, werden in den Sekundärkomponenten eines Binärsystems nach der Massenakkretion große Mengen ^{26}Al *neu* erzeugt. Die Zeitspanne bis zum Freisetzen des ^{26}Al in das interstellare Medium und der in dieser Zeit zerfallene Anteil ist dadurch deutlich reduziert. Dies gilt sowohl für verjüngende als auch nichtverjüngende Sekundärkomponenten.

Supernovavorläufer. Supernovae vom Typ Ib bzw. Ic sind solche, bei denen kein Wasserstoff bzw. kein Wasserstoff und kein Helium in den Spektren nachzuweisen ist. Wegen des Verlusts der Hülle eines Sterns durch den Massentransfer gelten Binärsysteme als die aussichtsreichsten Kandidaten für die Erzeugung von Typ Ib/c Supernovae. Dabei ergeben sich im Rahmen der vorliegenden Arbeit zwei wichtige Erkenntnisse.

Ob in einem Binärsystem ein Typ Ic Supernovavorläufer erzeugt werden kann, hängt u.a. vom Auftreten einer Verjüngung der Sekundärkomponente ab. Die wichtigsten Kanäle zur Erzeugung von quasi heliumfreien Supernovavorläufern in Binärsystemen basieren auf einem Massentransfer der Sekundärkomponente auf die Primärkomponente in einer späten Entwicklungsphase des Binärsystems. Eine notwendige Voraussetzung dafür ist, daß die Sekundärkomponente eine Verjüngung durchführt und sich zu einem roten Riesen entwickelt. Eine nichtverjüngende Sekundärkomponente entwickelt sich zu einem blauen Riesen und dehnt sich zu keinem Zeitpunkt ihrer Entwicklung weit genug aus, um ihr Roche-Volumen füllen zu können (Kapitel 4 und 6). Mit diesem Ergebnis verringert sich die Wahrscheinlichkeit des Auftretens der bisher in der Literatur beschriebenen Enstehungsszenarien für Typ Ic Supernovae.

Die Berechnung des Fall BB Massentransfers eines $2.8M_\odot$ Heliumsterns auf einen $21.8M_\odot$ Hauptreihenstern (Kapitel 6) eröffnet aber eine neue Möglichkeit der Bildung von Typ Ic Supernovae. Im Gegensatz zu den bisher in der Literatur beschriebenen Fall BB Binärmodellen, in denen eine Heliumhülle von einigen Zehntel Sonnenmassen auf dem Primärstern verblieb, verliert der Primärstern bei dem Modell der vorliegenden Arbeit fast seine gesamte Heliumhülle (Hüllenmasse $\lesssim 0.1M_\odot$, Abschnitt 8.3). Seine Supernovaexplosion würde daher als Typ Ic klassifiziert werden können. Solche Systeme stellen einen neuen Kanal zur Erzeugung von Typ Ic Supernovae in Binärsystemen dar.

Aufgrund des Ausbleibens der Verjüngung in den Sekundärkomponenten der in der vorliegenden Arbeit behandelten Binärmodelle explodieren diese als blaue

Überriesen. Diese könnten daher als neue Modelle für Supernovae vom Typ der SN 1987A betrachtet werden. Die Primärkomponente des in Kapitel 6 behandelten Fall A Systems kann hingegen als typischer Typ Ib Vorläufer angesehen werden.

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Motivation der vorliegenden Arbeit

Im Jahre 1767 entdeckte John Michell, daß die beobachtete Verteilung der Sternpositionen an der Himmelsphäre von derjenigen Verteilung abweicht, die bei einer zufälligen räumlichen Verteilung der Sterne zu erwarten wäre; es gibt zu viele enge Paare. Er folgerte, daß viele Sternenpaare nicht nur zufällig benachbarte Positionen an der Himmelssphäre haben, sondern daß es sich dabei um Doppelsterne handelt, d.h. zwei Sterne, die sich in unmittelbarer Nähe im Raum zueinander befinden und einander umkreisen.

Obwohl die physikalischen Prozesse während der Entstehung von Sternen aus interstellaren Gaswolken nicht vollständig verstanden sind, legen theoretische Vorstellungen nahe, daß die Bildung von Doppel- und Mehrfachsystemen begünstigt ist (Clarke 1992). Tatsächlich zeigen moderne Beobachtungen, daß ein großer, wenn nicht sogar der überwiegende Anteil aller Sterne in Binär- oder Mehrfachsystemen zu finden ist (Abt & Levy 1976, Kraicheva et al. 1978, 1979).

Zwei Eigenschaften von Doppelsternen sind für die Theorie der Sternentwicklung von besonderer Bedeutung. Ein Aspekt ist, daß aus der Beobachtung von Binärsystemen wichtige stellare Parameter, wie Masse, Leuchtkraft und Radius der Komponenten, direkt und mit hoher Genauigkeit bestimmt werden können. Darüber hinaus haben die Komponenten gleiches Alter und gleiche anfängliche chemische Zusammensetzung und unterscheiden sich nur in ihren Anfangsmassen. Doppelsterne stellen daher für den Vergleich von Sternmodellen mit Beobachtungen ideale Objekte dar.

Die zweite Besonderheit von Doppelsternen ist, daß ihre Komponenten auf vielfache Weise in Wechselwirkung treten können. Dadurch treten sie in Beobachtungen gegenüber Einzelsternen häufig hervor, z.B. als Röntgendoppelsterne (van den Heuvel & Rappaport 1992), kataklysmische Variable (Warner 1995), symbiotische Sterne (Kenyon 1986), Novae (Casatella & Viotti 1989). Weiterhin existieren viele astrophysikalische Objekte, deren auffällige Erscheinungsform zumindest teilweise auf die Entwicklung in einem Binärsystem zurückgeführt wird, z.B. Typ I Supernovae (Branch et al. 1991), OB-*Runaway*-Sterne (Blaauw 1993), Be-Sterne (Pols et al. 1991), Wolf-Rayet-Sterne (Maeder & Meynet 1994) und *blue straggler* (Pols & Marinus 1994). Die wichtigste Wechselwirkung, die in einem Binärsystem auftreten kann, ist der Massentransfer zwischen den Komponenten. Die Tatsache, daß in einem Doppelstern Phasen in seiner Entwicklung auftreten, in denen Materie von einer der Komponenten auf die andere strömt, ist elementar für Verständnis der verschiedenen Erscheinungsformen von Doppelsternen (siehe z.B. das Algol-Paradoxon, Crawford 1955).

Grundlage für das Verständnis dieser vielfältigen Phänomene ist das Wissen über die Entwicklung eines Binärsystems in Abhängigkeit seiner Anfangsparameter: der Masse der Komponenten, ihrer chemischen Zusammensetzung, des Massenverhältnisses und der Bahnparameter. Trotz der Bedeutung von Doppelsternen für die Theorie der Sternentwicklung gibt es, verglichen mit Einzelsternrechnungen, relativ wenige Arbeiten, in denen die Entwicklung von Doppelsternen theoretisch untersucht wurde. Darüber hinaus ist in dem Großteil der bisher durchgeführten Doppelsternrechnungen nur für eine der Komponenten ein Sternmodell verwendet worden, während die andere als Punktmasse beschrieben wurde.

Daraus ergibt sich die Motivation der vorliegenden Arbeit. Beginnend mit zwei Sternen auf der Nullalterhauptreihe wird die Entwicklung von Binärsystemen untersucht. Dafür wurde ein Computerprogramm entwickelt, das die Entwicklung zweier vollständiger Sternmodelle simultan und unter Berücksichtigung des Massentransfers berechnet. Der Schwerpunkt der durchgeführten Untersuchungen liegt auf der Fragestellung, wie sich Mischprozesse im Inneren der Sternkomponenten auf deren Entwicklung, ihre Nukleosynthese und auf die Entwicklung des Gesamtsystems auswirken. Diese Problemstellung ergibt sich aus mehreren Gründen.

Mischprozesse haben einen erheblichen Einfluß auf die Entwicklung von Sternen. Demgegenüber gibt es vielfältige Unsicherheiten in den Theorien zum Auftreten und den Auswirkungen von Mischprozessen. Elementare Fragen, wie zum Beispiel nach dem Kriterium für das Auftreten von Konvektion (siehe z.B. Langer et al. 1985) oder dem Ausmaß von konvektivem Überschießen (Renzini 1987) sind bis heute nicht vollständig beantwortet. In Binärsystemen treten diese Probleme verstärkt hervor, da sich Einflüsse, die sich quantitativ auf die Entwicklung der Komponenten auswirken, qualitativ in der Entwicklung des Gesamtsystems niederschlagen können. So können z.B. geringfügige Unterschiede im Radius eines Sterns einen Massentransfer zwischen den Komponenten auslösen oder verhindern. Daher ergibt sich aus der Untersuchung von Binärsystemen die Möglichkeit, mehr Informationen über das Auftreten und die Auswirkungen von Mischprozessen zu erhalten als aus der Betrachtung von Einzelsternen allein.

Die Fragestellung nach der Nukleosynthese in Binärsystemen ergibt sich aus der Tatsache, daß die Menge der in Sternen produzierten Isotope stark und nichtmonoton mit der Masse variiert (Woosley & Weaver 1995). Da sich durch einen Massentransfer die Masse der Komponenten verändert, verläuft die Nukleosynthese in Binärsystemen anders als in Einzelsternen. Zusätzlich spielen auch in diesem Themenbereich Mischprozesse eine wichtige Rolle (Weaver & Woosley 1993). Von besonderem Interesse ist die Nukleosynthese des Isotops ^{26}Al, für das angenommen werden kann, daß sich große Unterschiede bei seiner Erzeugung in Einzel- und Doppelsternen ergeben (Oberlack et al. 1994).

Die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Binärsysteme weisen eine Masse der Komponenten von $12 \dots 30 M_{\odot}$ auf, d.h. Sterne, deren Entwicklung mit einer Supernovaexplosion endet. Sterne dieses Massenbereichs stellen den überwiegenden Anteil an der Nukleosynthese von Elementen schwerer als Helium (Maeder 1984) und ihre Entwicklung wird stark durch Mischprozesse beeinflußt (Langer 1994a).

1.2 Frühe Entwicklung massereicher enger Doppelsterne

Im folgenden wird ein Überblick über die Entwicklung massereicher Binärsysteme gegeben, wobei insbesondere auf die verschiedenen Massentransferphasen eingegangen wird.

Für das Verständnis der Entwicklung von Doppelsternen ist der Begriff des *Roche-Volumens* von elementarer Bedeutung. Die unmittelbare Nähe zueinander führt dazu, daß beiden Komponenten im gemeinsamen Potential jeweils nur ein endliches Volumen zur Verfügung steht. Füllt eine der Komponenten dieses kritische Volumen, beginnt Materie auf die andere Komponente abzuströmen, welche die Materie ganz oder teilweise aufnimmt (Kapitel 2). In dem für die Modellierung von Binärsystemen häufig verwendeten Roche-Modell des Potentials wird das kritische Volumen als Roche-Volumen bezeichnet (benannt nach *E.A. Roche* 1820–1883, Abschnitt 2.1). Daraus leitet sich die englische Bezeichnung "Roche-Lobe-Overflow" (RLOF)[1] für den Massentransfer ab. Im Zusammenhang mit eindimensionalen Sternmodellen wird oft der *Roche-Radius* R_{L} zur Beschreibung des Roche-Volumens herangezogen (Abschnitt 2.1). Er bezeichnet den Radius einer Kugel mit dem kritischem Roche-Volumen. Näherungsweise kann angenommen werden, daß ein Sternmodell sein Roche-Volumen füllt, wenn der Radius des Modells seinem Roche-Radius entspricht. R_{L} ist proportional zum Abstand der Komponenten des Doppelsterns und hängt sonst nur von ihrem Massenverhältnis ab.

Nach seiner Entstehung beginnt ein Binärsystem seine Entwicklung mit zwei chemisch homogenen Komponenten auf der Nullalter-Hauptreihe, die ihren Roche-Radius unterfüllen[2]. Die zu diesem Zeitpunkt massereichere bzw. masseärmere Komponente wird als Primär- bzw. Sekundärkomponente bezeichnet. In der Anfangsphase entwickeln sich beide Sterne nahezu unbeeinflußt voneinander wie Einzelsterne. Bei engen Systemen können die in den Abschnitten 2.1 und 3.4 beschriebenen Gezeitenkräfte eine Zirkularisierung der Bahn und eine mit der Bahnbewegung gekoppelten Eigenrotation der Sterne bewirken. In diesem Zustand ist die Entwicklung

[1] Lobe: engl. für Ausbuchtung

[2] Es existieren auch Binärsysteme, in denen zwei unentwickelte Komponenten in Kontakt sind, z.B. W UMa Systeme. Die Diskussion solcher Systeme geht jedoch über den Rahmen der vorliegenden Arbeit hinaus (siehe z.B. Robertson & Eggleton 1977, Kähler 1995)

eines Doppelsterns, unter Vernachlässigung von Magnetfeldern, durch die chemische Zusammensetzung, die Masse der beiden Komponenten und den Bahnabstand vollständig festgelegt.

Als *enge* Binärsysteme werden solche Systeme bezeichnet, in denen zu irgend einem Zeitpunkt eine der Komponenten, verursacht durch die Radiusvergrößerung im Laufe ihrer Entwicklung, ihr Roche-Volumen ausfüllt und eine Massentransferphase stattfindet. Dies betrifft Systeme mit Bahnperioden bis zu einigen Jahren. Im Prinzip kann der Verlust von Bahndrehimpuls aus dem System durch Gravitationswellen (Kraft et al. 1962) oder magnetisches Bremsen (Verbunt & Zwaan 1981) auch zu einer Verringerung des Bahnabstands und damit des Roche-Volumens führen. Diese Effekte können in der vorliegenden Arbeit vernachlässigt werden, weil die mit ihnen verbundenen Zeitskalen länger als die nukleare Entwicklungszeitskala der betrachteten massereichen Systeme sind. Somit ist eine Änderung der Sternmassen der einzige hier betrachtete Mechanismus, der zu einer Änderung der Bahn des Doppelsterns führen kann. Außer durch Sternwinde ändern sich die Sternmassen nur in Phasen des Massentransfers.

Als *konservativ* wird ein Massentransfer bezeichnet, wenn die gesamte von der einen Komponente verlorene Materie von der anderen Komponente akkretiert wird und der Bahndrehimpuls erhalten bleibt. In diesem Fall verringert sich der Bahnradius, wenn der Massentransfer von der massereicheren auf die masseärmere Komponente stattfindet. Wenn sich das Massenverhältnis umkehrt, wird der Abstand der Komponenten wieder größer. Bei einem nichtkonservativen Massentransfer, d.h. wenn Materie aus dem System verloren wird, hängt die Entwicklung des Bahnradius auch noch von dem mit der Materie verlorenen Drehimpuls ab. Zum Beispiel ist bei sphärisch symmetrischen Sternwinden der spezifische Drehimpuls der verlorenen Materie im allgemeinen relativ niedrig. Der Abstand der Komponenten nimmt daher zu (Abschnitt 2.4).

1.2.1 Die verschiedenen Fälle des Massentransfers

Im folgenden bezeichnen M_1 und M_2 die Masse der Primär- bzw. der Sekundärkomponente. Da sich die massereichere Primärkomponente schneller entwickelt, wird diese als erstes ihr Roche-Volumen füllen und Masse auf die Sekundärkomponente übertragen. Kippenhahn & Weigert (1967) unterschieden enge Binärsysteme in Fall A Systeme, in denen die Primärkomponente ihr Roche-Volumen noch in der Hauptreihenphase füllt, und in Fall B Systeme, bei denen die Primärkomponente ihr Roche-Volumen aufgrund der sehr starken Ausdehnung in der Nachhauptreihenentwicklung aber noch vor Zünden des zentralen Heliumbrennens ausfüllt. Lauterborn (1970) erweitert dieses Schema noch um den Fall C, bei dem die Primärkomponente ihr Roche-Volumen nach Ende des zentralen Heliumbrennens füllt. Bei massereichen Primärkomponenten kann das Heliumbrennen bereits während der Nachhauptreihenexpansion einsetzen, d.h. es gibt Binärsysteme, die keinem der drei Fälle entsprechen. Sie können jedoch nach dem qualitativen Verlauf des Massentransfers den Fall B Systemen zugeordnet werden. In den drei Fällen verläuft die Massentransfer-

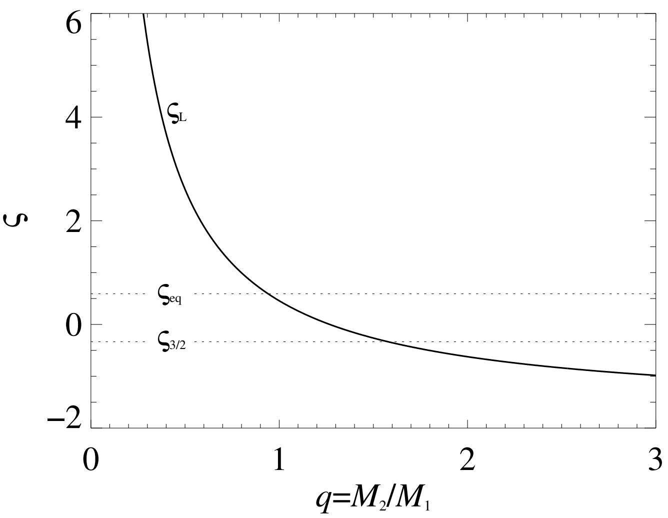

Abbildung 1.1: Der Masse-Radius-Exponent $\zeta_{\rm L}$ des Roche-Radius der Primärkomponente als Funktion des Massenverhältnisses $q = M_2/M_1$ bei einem konservativen Massentransfer. Die horizontalen gepunkteten Linien markieren den Masse-Radius-Exponenten $\zeta_{\rm eq}$ von Sternen auf der Nullalter-Hauptreihe im thermischen Gleichgewicht ($M = 12 \ldots 30 M_\odot$) und $\zeta_{3/2}$ den eines Polytropenmodells mit Index $n = 3/2$. Ein Binärsystem beginnt i.a. den Massentransfer bei $q < 1$ und entwickelt sich zu höheren q.

phase qualitativ und quantitativ sehr unterschiedlich.

Im folgenden soll die Reaktion des Sekundärsterns auf den Massentransfer zunächst vernachlässigt werden. Vielmehr sei angenommen, daß es sich um eine Punktmasse handelt, die alle von der Primärkomponente auf sie abgegebene Materie akkretiert, d.h. der Massentransfer verläuft konservativ. Da sich der Bahnabstand A bei einem Massentransfer von der massereicheren Komponente verkleinert, wird auch der Roche-Radius $R_{\rm L} \sim A$ kleiner. Dies wird aus Abbildung 1.1 ersichtlich, in der der Masse-Radius-Exponent $\zeta_{\rm L} := \frac{d\ln R_{\rm L,1}}{d\ln M_1}$ des Roche-Radius als Funktion des Massenverhältnisses $q = M_2/M_1$ aufgetragen ist. In dieser Situation ist es die Reaktion des Radius der Primärkomponente auf den Massenverlust, die den weiteren Verlauf des Massentransfers bestimmt. Diese Reaktion kann mit Hilfe des Masse-Radius-Exponenten $\zeta_{\rm ad} = \left.\frac{\partial \ln R_1}{\partial \ln M_1}\right|_{\rm ad}$ in der Form

$$\frac{\dot{R}_1}{R_1} = \zeta_{\rm ad}\frac{\dot{M}_1}{M_1} + \left.\frac{\partial \ln R_1}{\partial t}\right|_{\rm th} + \left.\frac{\partial \ln R_1}{\partial t}\right|_{\rm nuk} \tag{1.1}$$

beschrieben werden (vgl. Ritter 1988). Dabei beschreiben die beiden letzten Terme die Änderung des Sternradius durch thermische Relaxation bzw. nukleare Entwicklung.

Der Fall A. Im Fall A Massentransfer füllt die Primärkomponente ihr Roche-Volumen durch Expansion im Laufe ihrer Hauptreihenentwicklung. In massereichen

Binärsystemen tritt dieser Fall nur bei Bahnperioden kleiner als einige Tage auf[3]. Während das Einsetzen des Massentransfers durch den Term $\left.\frac{\partial \ln R_1}{\partial t}\right|_{\rm nuk}$ in Gl. 1.1 dominiert wird, ist dieser während des Massentransfers zunächst vernachlässigbar (Abschnitt 2.3). Der Radius des Sterns wird als Reaktion auf den Massenverlust kleiner, weil der adiabatische Masse-Radius-Exponent der Primärkomponente $\zeta_{\rm ad} > 0$ ist. Dennoch steigt die Massenverlustrate des Primärsterns zunächst an, weil der Roche-Radius $R_{\rm L}$ ebenfalls kleiner wird. In Abbildung 1.1 ist der Masse-Radius-Exponent $\zeta_{\rm eq}$ des Primärsterns im thermischen Gleichgewicht eingetragen. Dieser wurde aus den in der vorliegenden Arbeit verwendeten Sternmodellen im Massenbereich $12\ldots30 M_\odot$ bestimmt. Zu Beginn des Massentransfers ist $q < 1$ und daher $\zeta_{\rm eq} < \zeta_{\rm L}$ (außer die Komponenten haben nahezu gleiche Massen). Daher ist das System thermisch instabil gegen Massentransfer, d.h. die Änderung des Roche-Radius durch den Massenverlust ist zu groß, als daß die Primärkomponente dies durch Änderung ihres thermischen Gleichgewichtsradius ausgleichen könnte.

Für massereiche Hauptreihensterne, die eine überwiegend radiative Struktur aufweisen, gilt für den adiabatischen Masse-Radius-Exponenten $\zeta_{\rm ad} > \zeta_{\rm L}$ (zumindest bei einem nicht zu extremen Massenverhältnis, Hjellming & Webbink 1987), d.h. solche Systeme sind dynamisch stabil gegen Massentransfer. Dies ermöglicht dem Stern den Änderungen des Roche-Radius zu folgen, wobei er aus dem thermischen Gleichgewicht gerät. Da der Massentransfer dynamisch stabil ist, findet er auf der Kelvin-Helmholtz-Zeitskala der masseverlierenden Komponente statt. Daraus resultieren bei dem in der vorliegenden Arbeit untersuchten Massenbereich Massentransferraten in der Größenordung $10^{-3} M_\odot/a$. Erst wenn sich durch den Massentransfer das Massenverhältnis auf einen Wert von $q > 1.27$ erhöht hat, wird $\zeta_{\rm L} < 0$, d.h. ein weiterer Massentransfer würde den Roche Radius vergrößern[4]. Der Primärstern kann dann ins thermische Gleichgewicht gelangen, wodurch die sog. schnelle Phase des Fall A Massentransfers beendet wird.

Obwohl der Roche-Radius des Primärsterns mit weiterem Massenverlust größer wird, hält der Massentransfer an. In der sog. langsamen Phase des Fall A Massentransfers findet dieser nur noch aufgrund der Ausdehnung des Primärsterns verursacht durch dessen nuklearen Entwicklung statt, d.h. die Radiusänderung des Sterns wird durch den Term $\left.\frac{\partial \ln R_1}{\partial t}\right|_{\rm nuk}$ in Gl. 1.1 dominiert. Der Massentransfer findet entsprechend auf der nuklearen Zeitskala des Primärsterns statt. Der Fall A Massentransfer endet mit dem Ende des zentralen Wasserstoffbrennens.

Der Fall B Die folgende Diskussion beschränkt sich auf Primärkomponenten mit einer Masse $M_1 \gtrsim 2.5 M_\odot$. Bei niedrigeren Massen verläuft der Fall B Massentransfer unterschiedlich (siehe z.B. Webbink 1985). Für die schnelle Phase des Fall A Massentransfers konnten die Terme $\left.\frac{\partial \ln R_1}{\partial t}\right|_{\rm th}$ und $\left.\frac{\partial \ln R_1}{\partial t}\right|_{\rm nuk}$ in Gl. 1.1 vernachlässigt werden, d.h der Verlauf des Massentransfers wird von der Reaktion des Sternradius

[3]Eine sehr grobe Abschätzung liefert $P_{\rm K} \lesssim 2(M_1/10M_\odot)^{0.6}$d für $10M_\odot \lesssim M_1 \lesssim 30M_\odot$ und $Z = Z_\odot/4$, wenn $P_{\rm K}$ die Keplersche Bahnperiode bezeichnet.

[4]Der Bahnabstand wird bereits ab $q \geq 1$ größer.

auf den Massenverlust bestimmt. Bei einem Fall B setzt der Massentransfer ein, wenn sich die Primärkomponente nach dem Ende des zentralen Wasserstoffbrennens auf der thermischen Zeitskala ausdehnt. Dadurch wird $\left.\frac{\partial \ln R_1}{\partial t}\right|_{\mathrm{th}}$ während dieser Phase des Massentransfer der dominierende Term in Gl. 1.1. Der schnelle Massentransfer endet erst, wenn der Stern soviel Masse verloren hat, daß sich sein Radius wieder verringert, d.h wenn fast die gesamte wasserstoffreiche Hülle verloren wurde. Ebenso wie beim Fall A kann sich auch im Fall B an die schnelle Phase eine langsame Phase des Massentransfers anschließen, in der jedoch nur wenig Masse verloren wird.

Aus diesem Verlauf des Fall B Massentransfers ergibt sich eine wichtige Konsequenz. Das Erscheinungsbild des Primärsterns nach Ende des Massentransfers wird kaum durch die Systemparameter beinflußt. Insbesondere ist die vom Primärstern verlorene Masse nahezu unabhängig von der Bahnperiode P_{K} oder dem Massenverhältnis q vor Beginn des Massentransfers (Abschnitt 8.1.2). Entscheidend für die Entwicklung der Primärkomponente in Fall B Systemen ist die Existenz eines kritischen Radius und weniger seine genauen Ausmaße.

Der Fall C In der schnellen Phase des Fall A und Fall B erfolgt der Massentransfer auf der thermischen Zeitskala der masseverlierenden Komponente. Dies ändert sich für den Fall C Massentransfer. Hier hat sich die Primärkomponente bereits zu einem kühlen Überriesen entwickelt und ihre Struktur ist durch ausgedehnte äußere Konvektionszonen geprägt. Für solche Sterne ist der adiabatische Masse-Radius-Exponent $\zeta_{\mathrm{ad}} < 0$, d.h. der Stern reagiert auf Massenverlust mit Ausdehnung. In Abbildung 1.1 entspricht dies dem Masse-Radius-Exponenten eines Polytropenmodells mit Index $n = 3/2$, mit welchem vollkonvektive Sterne näherungsweise beschrieben werden können. Der Massentransfer in solchen Systemen wird dann dynamisch instabil, und die Massentransferrate steigt nahezu unbegrenzt an (siehe jedoch Pastetter & Ritter 1989, Podsiadlowski et al. 1992).

In Fall B Systemen kann bei einer relativ langen Bahnperiode des Systems der Primärstern bereits ausgedehnte Konvektionszonen aufweisen, wenn er seinen Roche-Radius füllt. Auch in solchen Fällen kann der Massentransfer dynamisch instabil werden. Gelegentlich wird in der Literatur daher noch zwischen einem *frühen* und einem *späten* Fall B Massentransfer unterschieden, wobei bei letzterem eine dynamisch instabile Massentransferphase auftritt.

1.2.2 Die Reaktion des Sekundärsterns

Im vorhergehenden Abschnitt wird die Reaktion der Sekundärkomponente auf den Massentransfer nicht betrachtet. Diese kann die Entwicklung eines Doppelsternsystems jedoch entscheidend beeinflussen, wie im folgenden gezeigt wird.

Akkretion von Materie auf Hauptreihensterne bewirkt eine Erhöhung der Sternleuchtkraft über die thermische Gleichgewichtsleuchtkraft, sowie die Expansion des Sterns bis zu einem Vielfachen seines thermischen Gleichgewichtsradius (Ulrich & Burger 1976, Kippenhahn & Meyer-Hofmeister 1977, Neo et al. 1977, Hellings 1983).

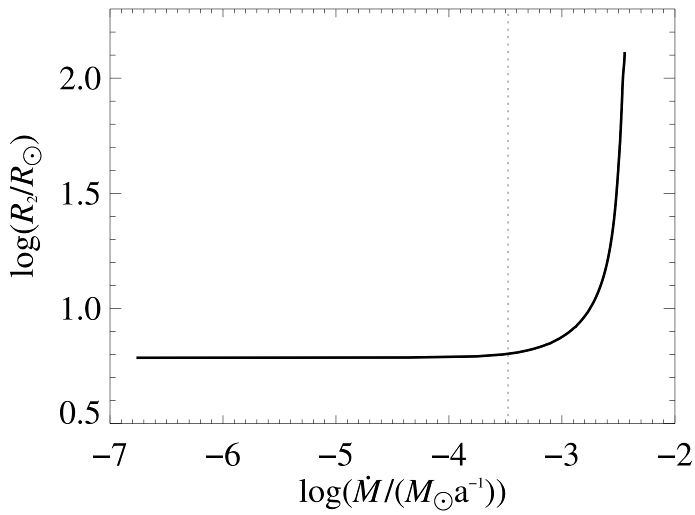

Abbildung 1.2: Entwicklung des Radius eines $13 M_\odot$ Sterns, der Materie mit einer Rate akkretiert, die in einem $16 + 13 M_\odot$ Binärsystem mit einer Anfangsperiode von $P_K = 6$d (Fall B Massentransfer) auftritt, als Funktion der monoton anwachsenden Massentransferrate. Dargestellt ist nur die Entwicklung bis zum Erreichen der maximalen Massentransferrate von $\dot{M}_{max} = 3.59 \cdot 10^{-3} M_\odot/a$. Die senkrechte gepunktete Linie markiert die Rate, bei der die Massentransferzeitskala ungefähr gleich der Kelvin-Helmholtz-Zeitskala der Sekundärkomponente bei Beginn des Massentransfers ist.

Dadurch kann in vielen Binärsystemen auch die Sekundärkomponente ihr Roche-Volumen füllen, wodurch es zu einem Kontakt zwischen den beiden Komponenten kommt.

Abbildung 1.2 zeigt die Entwicklung des Radius R_2 einer Sekundärkomponente der Masse $M_2 = 13 M_\odot$, die Materie mit einer Rate akkretiert, die in einem Fall B System mit einer Primärkompontente der Masse $M_1 = 16 M_\odot$ bei einer Anfangsperiode von $P = 6$d auftritt. Vergleicht man die Akkretionszeitskala $\tau_{\dot{M}} = M_2/\dot{M}$ mit der Kelvin-Helmholtz-Zeitskala des Sekundärsterns $\tau_{KH} = GM^2/RL \approx 36000$a, so stellt man fest, daß ab $\tau_{\dot{M}} \lesssim \tau_{KH}$ der Radius deutlich zu wachsen beginnt, weil der Stern aus dem thermischen Gleichgewicht gerät.

Ob es in einem Binärsystem zu einem Kontakt der Komponenten kommt, hängt entscheidend von den Systemparametern ab. Die starke Expansion des Sekundärsterns setzt ein, wenn die Massentransferzeitskala die Kelvin-Helmholtz-Zeitskala des Sekundärsterns unterschreitet. In Systemen, in denen der Massentransfer dynamische instabil wird, ist daher ein Kontakt der Komponenten sehr wahrscheinlich. In Fall A und B Systemen verläuft der Massentransfer ungefähr auf der thermischen Zeitskala des Primärsterns. Daher hängt es vom Verhältnis der thermischen Zeitskalen der Komponenten, sprich dem Massenverhältnis q eines Binärsystems ab, ob eine Kontaktphase auftritt. Je kleiner das Massenverhältnis, desto wahrscheinlicher kommt es zu einem Kontakt. Auch die Anfangsperiode P_K eines Systems spielt bei dieser Frage ein Rolle. In Fall A Systemen wird ein Kontakt für kleine

Bahnabstände wahrscheinlicher, weil der Roche-Radius des Sekundärsterns ohnehin kleiner ist (Pols 1994). Bei einem sehr weiten Fall B System kann der Massentransfer dynamisch instabil werden. Auch dann ist eine Kontaktphase wahrscheinlich. Wie in Abschnitt 8.1.1 gezeigt wird, ist für Systeme mit identischen Komponenten aber unterschiedlichen Bahnabständen die maximale Massentransferrate größer, je weiter der Bahnabstand des Systems ist. Engere Fall B Systeme können einen Kontakt der Komponenten daher eher vermeiden. Wie Kontaktphasen in Binärmodellen behandelt werden können, wird in Abschnitt 2.6.2 beschrieben.

1.2.3 Späte Massentransferphasen

Nach einem Fall A, B oder C Massentransfer können in einem Binärsystem weitere Massentransferphasen auftreten.

Bei Fall A Systemen wird, abhängig von der Anfangsperiode des Systems, im allgemeinen nicht die gesamte wasserstoffreiche Hülle des Primärsterns verloren (siehe z.B. Pols 1994). Daher wird sich der Primärstern nach dem Ende des zentralen Wasserstoffbrennens ausdehnen und ein weiteres Mal sein Roche-Volumen füllen. Wie beim Fall B Massentransfer wird er bei dem dann einsetzenden Massentransfer seine restliche Wasserstoffhülle verlieren. Dieser zweite Massentransfer wird in der Literatur meist als Fall AB bezeichnet.

Nach Ende des zentralen Heliumbrennens entwickeln sich Heliumsterne mit einer Masse $1M_\odot \leq M \lesssim 2.9M_\odot$ zu roten Riesen (Paczyński 1971a, Law 1982, Habets 1986b, Savonije & Takens 1976). Es besteht daher die Möglichkeit, daß der Primärstern, der sich nach dem Verlust seiner Wasserstoffhülle zu einem Heliumstern entwickelt, ein zweites Mal sein Roche-Volumen füllt. Der daraufhin einsetzende Massentransfer verläuft sehr ähnlich einem Fall B Massentransfer und wird häufig als Fall BB Massentransfer bezeichnet (Delgado & Thomas 1981, Habets 1986b).

Auch ein Sekundärstern kann nach der ersten Massentransferphase im Laufe seiner weiteren Entwicklung sein Roche-Volumen füllen. Da der Sekundärstern nun die massereichere Komponente ist, und die Massen der Komponenten sehr unterschiedlich sind, wird in einem solchen System mit großer Wahrscheinlichkeit eine Kontaktphase auftreten.

Kapitel 2

Grundlagen zur Berechnung massereicher Doppelsterne

Ein Modell eines Binärsystems besteht aus Sternmodellen für die zwei Komponenten und einem Modell für die Wechselwirkungen zwischen ihnen. In der vorliegenden Arbeit werden die Sterne durch eindimensionale, sphärisch symmetrische Sternmodelle beschrieben. Im Gegensatz zu vielen früheren Rechnungen, in denen eine der Komponenten als Punktmasse approximiert wurde, wird hier die Entwicklung beider Komponenten simultan berechnet.

Wichtiger Bestandteil eines Binärmodells ist die Beschreibung der Wechselwirkungen zwischen den Komponenten. Diese machen aus zwei Einzelkomponenten erst ein Binärsystem. Die bedeutendste Wechselwirkung, die in Doppelsternen auftreten kann, ist der Massentransfer. Grundlage zur Beschreibung dieses Massentransfers ist die Berechnung des kritischen Volumens im sog. *Roche-Modell*, sowie eine adäquate Behandlung des Massenverlustes der einen sowie der Massenakkretion der anderen Komponente.

2.1 Das Roche-Modell

Das Roche-Modell approximiert das Potential in einem Binärsystem durch das zweier Punktmassen M_1, M_2 im mitrotierenden Koordinatensystem ihrer kreisförmigen Keplerbahn um den Massenschwerpunkt. Dieses Modell ist analytisch handhabbar und wird durch zwei Parameter vollständig festgelegt: das Massenverhältnis $q = M_2/M_1$ und der Bahnabstand A der Punktmassen (Kopal 1978).

In einem kartesischen Koordinatensystem $\{x, y, z\}$ mit dem Nullpunkt am Ort der Punktmasse M_1, der x-Achse in Richtung der Verbindungslinie der beiden Massen und der z-Achse senkrecht zur Ebene der Bahnbewegung erhält man für das Potential Φ der wirkenden Kräfte (Kopal 1978)

$$\Phi(x, y, z) = G\frac{M_1}{r_1} + G\frac{M_2}{r_2} + \frac{\Omega^2}{2}\left(\left(x - \frac{M_2 A}{M_1 + M_2}\right)^2 + y^2\right), \qquad (2.1)$$

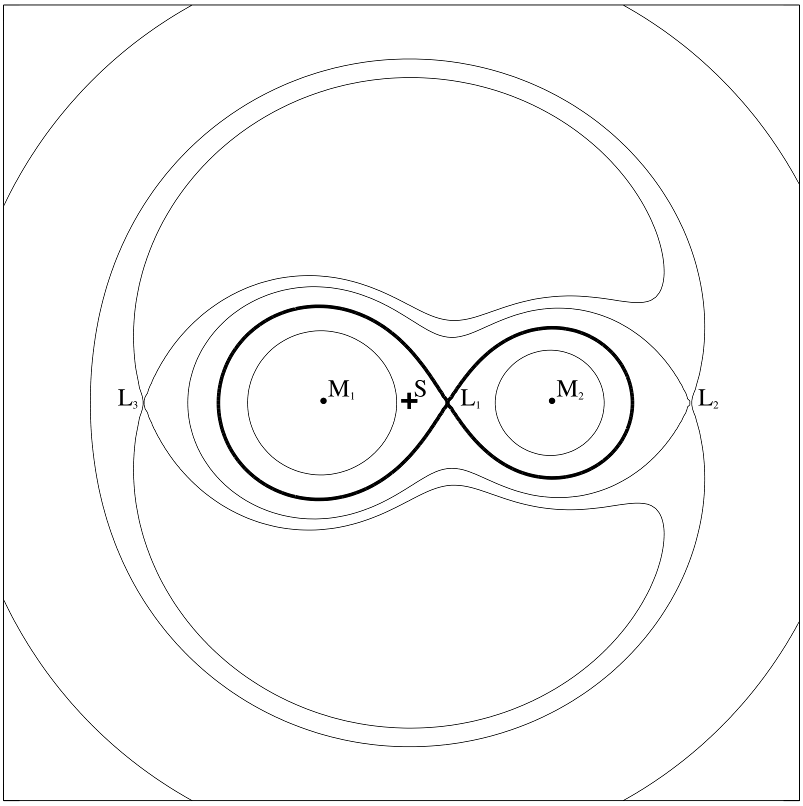

Abbildung 2.1: Schnitt der Äquipotentialflächen des Roche-Potentials mit der Ebene der Bahnbewegung für ein Massenverhältnis $M_2/M_1 = 0.6$. Symbolisiert sind: Massenschwerpunkte M_1 und M_2, Schwerpunkt S und die drei Lagrange-Punkte L_1, L_2 und L_3. Die Roche-Grenze ist dick eingezeichnet

mit $r_1^2 = x^2 + y^2 + z^2$, $r_2^2 = (A-x)^2 + y^2 + z^2$ und $\Omega = (G(M_1+M_2)/A^3)^{1/2}$ der Winkelgeschwindigkeit der Keplerschen Bahnbewegung der Komponenten. Die drei Terme auf der rechten Seite von Gl. 2.1 stellen also das Gravitationspotential der Massen M_1 und M_2 sowie das Potential der Zentrifugalkraft dar.

Abbildung 2.1 zeigt den Schnitt des Roche-Potential mit der Ebene der Bahnbewegung für ein Massenverhältnis $M_2/M_1 = 0.6$. Charakteristisch für das Roche-Potential sind die birnenförmigen Äquipotentialflächen um jede der Massen, und die drei Sattelpunkte, die als Lagrange-Punkte L_1 bis L_3 bezeichnet werden[1]. Die Äquipotentialfläche, die durch L_1 verläuft, wird als *Roche-Grenze* bezeichnet. Sie definiert um jede der Massen ein maximales Volumen, das *Roche-Volumen* V_L (abgeleitet von der englischen Bezeichnung "Roche **L**obe"). Im Rahmen von Doppelsternmodellen, in denen die Sternkomponenten durch eindimensionale, sphärisch symmetrische Modelle dargestellt werden, wird oft der *Roche-Radius* R_L benutzt, welcher der Radius

[1]Zwei weitere Lagrange-Punkte L_4 und L_5, die lokale Minima des Potentials bezeichnen, sind nicht eingezeichnet.

einer Kugel mit dem Volumen V_{L} ist:

$$V_{\mathrm{L}} = \frac{4}{3}\pi R_{\mathrm{L}}^3 \tag{2.2}$$

Der Roche-Radius, dessen Größe numerisch aus dem Roche-Modell bestimmt werden kann (Kopal 1978), ist proportional zum Bahnabstand A der Komponenten und hängt weiterhin nur vom Massenverhältnis q ab. In der vorliegenden Arbeit wird eine Approximation von Eggleton (1983) benutzt:

$$\frac{R_{\mathrm{L}}}{A} \approx \frac{0.49q^{2/3}}{0.6q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})} \tag{2.3}$$

Für $q \to 0$ erhält man $R_{\mathrm{L}}/A \to 0.8166$. Dies ist darauf zurückzuführen, daß im Roche-Modell auch bei Vernachlässigung der Masse der einen Komponente die Rotation der anderen Komponente mit der Bahnbewegung gekoppelt ist. Das Roche-Potential geht also für $q \to 0$ in das Potential eines rotierenden Sterns über, dessen Roche-Grenze ein Volumen mit $R_{\mathrm{L}}/A < 1$ umfaßt, wobei A dann der Äquatorialradius ist.

Obwohl das Roche-Modell eine Idealisierung der Verhältnisse in Binärsystemen ist, stellt es für viele Doppelsterne eine gute Näherung dar. Um das Roche-Modell in Binärsystemen anwenden zu können, müssen mehrere Bedingungen erfüllt sein. Die Massenverteilungen der Komponenten müssen näherungsweise sphärisch symmetrisch sein; eine Bedingung, die aufgrund der starken Konzentration der Masse zum Zentrum hin für viele Sterne gut erfüllt ist (vgl. Abbildung 2.1). Weiterhin müssen sich die Komponenten des Binärsystems auf kreisförmigen Keplerbahnen umeinander bewegen, ihre Eigenrotation mit der Bahnbewegung synchronisieren und die Achse ihrer Eigenrotation senkrecht zur Bahnebene stellen. Diese Bedingungen sind, wie Beobachtungen zeigen, für viele Systeme zumindest annähernd erfüllt (Levato 1976, Giuricin et al. 1984a,b,c,d, Abt & Levy 1985, Zahn 1994, Claret et al. 1995). Ursache dafür sind Gezeitenkräfte (Kopal 1978), für deren Wirkungsweise verschiedene Mechanismen vorgeschlagen wurden (Hut 1981, Zahn 1975, 1977, 1989, Zahn & Bouchet 1989, Tassoul 1987, 1988, 1995). Allen Beschreibungen ist gemeinsam, daß die Zeitskalen, auf denen Zirkularisierung bzw. Synchronisation stattfindet, stark vom Verhältnis der Radien der Komponenten zum Bahnabstand abhängen, typischerweise mit $(A/R)^{6\ldots10}$. Auch die Sternstruktur geht stark in die Zeitskalen ein. In Sternen mit konvektiven Hüllen sind die Gezeitenkräfte um Größenordungen stärker als in solchen mit radiativen Hüllen. Daraus folgt, daß für Binärsysteme mit Komponenten verschiedenen Typs, z.B. frühe oder späte Typen, Hauptreihen- oder entwickelte Komponenten, jeweils eine typische Periode existiert, unterhalb derer Synchronisation und Zirkularisierung auftritt. Dieses Bild wird durch Beobachtungen bestätigt (siehe obige Referenzen).

Für massereiche Hauptreihensterne liegt das kritische Verhältnis bei $A/R \approx 6.5$ oder ist sogar kleiner (Abschnitt 3.4). In den für die vorliegende Arbeit durchgeführten Rechnungen werden Fall A Systeme und frühe Fall B Systeme berechnet (Kapitel 6). Wie in Abschnitt 3.4 gezeigt wird, ist für die Komponenten dieser Systeme das

Verhältnis A/R kleiner als 6.5. Damit treten Zirkularisierung und Synchronisation ein und die Bedingungen für die Verwendung des Roche-Modells sind erfüllt[2].

Bei Abweichungen von den geforderten Bedingungen bleiben wesentliche Eigenschaften des Potentials, wie die Existenz eines endlichen Volumens und die Deformation der Äquipotentialflächen in Richtung der anderen Komponente, erhalten, z.B. bei asynchroner Rotation (Plavec 1958, Limber 1963). Ähnliches gilt für Potentialmodelle, bei denen die in engen Binärsystemen mit heißen und leuchtkräftigen Komponenten wichtig werdenden Strahlungsdruckkräfte berücksichtigt sind (Lorenz et al. 1994, Drechsel et al. 1995).

2.2 Die Sternkomponenten

Das Roche-Potential, in dem sich die beiden Komponenten eines Binärsystems befinden, weicht nur in Bereichen sehr nahe der Roche-Grenze deutlich von der Rotationssymmetrie ab (siehe Abbildung 2.1). Damit sind nur die äußersten Schichten, im Volumen ein kleiner, in Masse ein vernachlässigbarer Anteil, von dieser Asymmetrie betroffen. Läßt man die Rotation unberücksichtigt (siehe Abschnitt 3.4), können die Komponenten gut durch sphärisch symmetrische Modelle beschrieben werden.

2.2.1 Lösung der Sternaufbaugleichungen

Das in der vorliegenden Arbeit benutzte Programm basiert auf einem Sternentwicklungscode für sphärisch symmetrische, hydrodynamische Sternmodelle von Ober (1981). Die Lösung der 5 hydrodynamischen Sternaufbaugleichungen (Cox & Giuli 1968, Kippenhahn & Weigert 1991) für Massen-, Energie- und Impulserhaltung, Energietransport und der Gleichung mit der Definition der Geschwindigkeit für die abhängigen Variablen Dichte ρ, Temperatur T, Radius r, Leuchtkraft l_r und Geschwindigkeit u geschieht implizit mit der Henyey-Methode. Als unabhängige räumliche Variable dient die relative Massenkoordinate $q_r = m_r/M$. Neben den inneren Randbedingungen

$$l_r|_{q_r=0} = 0, \;\; r|_{q_r=0} = 0, \;\; u|_{q_r=0} = 0 \tag{2.4}$$

werden als äußere Randbedingungen das Stefan-Boltzmann-Gesetz

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4 \tag{2.5}$$

mit $L = l_r|_{q_r=1}, R = r|_{q_r=1}$, σ der Stefan-Boltzmann-Konstante und $T_{\text{eff}} = T|_{q_r=1}$ und eine planparallele, graue, statische Atmosphäre nach Appenzeller (1970)

$$\rho_{\text{eff}} = \rho|_{q=1} = \frac{\mu}{\Re T_{\text{eff}}} \left(\frac{a}{3} \left(0.812 T_{\text{eff}}\right)\right)^4 + \frac{2}{3\kappa} \left(\frac{GM}{r^2} + \left.\frac{\partial v}{\partial t}\right|_{q=1} \right) \Bigg) \tag{2.6}$$

[2]Dies ist für die Entwicklung während und nach dem Massentransfer nur noch bedingt richtig (vgl. Abschnitt 3.4).

angenommen. Die äußerste Stützstelle mit $q = 1$ liegt damit am Ort der Photosphäre bei der optischen Tiefe 2/3.

Bei den partiellen zeitlichen Ableitungen ist zu berücksichtigen, daß diese in den Sternaufbaugleichungen bei Cox & Giuli (1968) und Kippenhahn und Weigert (1991) bei konstanter absoluter Masse definiert sind. Für die zeitlichen Ableitungen wird daher die Koordinatentransformation

$$\left.\frac{\partial}{\partial t}\right|_{m_r} = \left.\frac{\partial}{\partial t}\right|_{q} - q\frac{\dot{M}}{M}\left.\frac{\partial}{\partial q}\right|_{t} \tag{2.7}$$

in das relative Massenkoordinatengitter angewandt. Die Bedeutung dieser Koordinatentransformation wird z.B. deutlich bei der Umwandlung potentieller in innere Energie der Sternmaterie bei einer Änderung der Gesamtmasse eines Sterns. Die gravitative Energieerzeugungsrate $\varepsilon_{\rm g}$ erhält man aus der zeitlichen Änderung der Entropie S (Neo et al. 1977)

$$\varepsilon_{\rm g} = -T\left.\frac{\partial S}{\partial t}\right|_{m_r} = -T\left(\left.\frac{\partial S}{\partial t}\right|_{q} - q\frac{\dot{M}}{M}\left.\frac{\partial S}{\partial q}\right|_{t}\right) \tag{2.8}$$

Der rechte Term in der Klammer berücksichtigt die Entropieänderung der Materie, welche sich an einer festen Position im relativen Massenkoordinatengitter befindet, sich in absoluter Massenkoordinate aber bewegt.

2.2.2 Zustandsgleichung und Opazitäten

Die Zustandsgleichung, die in massereicher Sterne in den frühen Entwicklungsphasen gültig ist, ist die eines idealen Gases unter Berücksichtigung des Strahlungsdruckes:

$$P = \frac{\Re}{\mu}\rho T + \frac{a}{3}T^4. \tag{2.9}$$

Zur Bestimmung des mittleren Molekulargewichts μ wird die partielle Ionisation von Wasserstoff und Helium nach der Saha-Gleichung bestimmt (Kippenhahn et al. 1967). Weiter wird die Elektronenentartung im nichtrelativistischen und relativistischen Bereich in der Zustandsgleichung berücksichtigt (Cox & Giuli 1968).

Die Opazität κ wird in den OPAL-Tabellen (Iglesias et al. 1992) interpoliert. In den Bereichen, die von den OPAL-Tabellen nicht abgedeckt sind, wird die Opazität der "Astrophysical Opacity Library" (Huebner et al. 1977) bzw. die Opazitätstabellen von Cox & Stewart (1969) verwendet.

2.2.3 Nukleosynthese und Energieerzeugung

Zur Berechnung der Nukleosynthese und der Energieerzeugung durch nukleare Reaktionen wird ein Kernreaktionsnetzwerk verwendet, in dem alle Reaktionen und Isotope eingeschlossen sind, die zur Sternentwicklung bis einschließlich des Sauerstoffbrennens benötigt werden. Darüber hinaus sind die Reaktionen des Neon-Natrium- und des Magnesium-Aluminium-Zyklus berücksichtigt, mit denen u.a. die Nukleosynthese von ^{26}Al verfolgt werden kann (siehe Anhang C).

2.2.4 Windmassenverlustraten

Der Massenverlust durch Sternwinde ist ein wichtiges Phänomen bei massereichen Sternen, weil dadurch die Entwicklung der Sterne selbst und, durch die Abgabe nuklear prozessierten Materials und kinetischer Energie, das interstellare Medium stark beeinflußt wird. Unterschieden werden in der vorliegenden Arbeit die Windverlustraten "normaler" Sterne, d.h. solcher Sterne, die keine starken chemischen Anomalien zeigen, und der Wolf-Rayet-Sterne (WR-Sterne), welche einen geringen oder gar keinen atmospärischen Wasserstoffgehalt aufweisen.

Sterne normaler Oberflächenkomposition

In der vorliegenden Arbeit wird für kühle Sterne die aus Beobachtungen gewonnene Windmassenverlustformel von Nieuwenhuijzen & de Jager (1990) verwendet. Obwohl diese Formel für das gesamte Hertzsprung-Russell-Diagramm (HRD) anwendbar ist, werden für heiße Sterne die Windmassenverlustraten nach Kudritzki et al. (1987) bestimmt. Dies hat den Vorteil, daß die Abhängigkeit der Windmassenverlustrate von der Masse und vom Heliumgehalt berücksichtigt werden, da die Raten aus der Theorie der strahlungsdruckgetriebenen Winde (siehe z.B. Pauldrach et al. 1986) abgeleitet sind. Dieser Aspekt ist bei Doppelsternen von besonderer Bedeutung, da die Komponenten völlig andere Entwicklungswege im HRD durchlaufen als Einzelsterne. In die Formel von Nieuwenhuijzen & de Jager (1990) geht dagegen nur die HRD-Position sowie die Masse eines Sterns ein.

Zwei Aspekte lassen die Windmassenverluste jedoch für die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Rechnungen in den Hintergrund treten. Erstens wird bei der Primärkomponente der Massenverlust durch den L_1-Massentransfer in Doppelsternen dominiert. Zweitens werden in der vorliegenden Arbeit Sternmodelle mit einem Metallgehalt von $Z = Z_\odot/4$ gerechnet, was über eine Metallizitätsabhängigkeit von $\dot{M} \sim (Z/Z_\odot)^{0.65}$ (Leitherer & Langer 1991) die Windmassenverlustraten gegenüber Sternen solarer Metallizität reduziert.

Wolf-Rayet-Sterne

WR-Sterne weisen einen starken Massenverlust in Form eines oft optisch dicken Winds und einen niedrigen Wasserstoffgehalt an der Oberfäche auf ($X_\mathrm{H} < 0.4$). Sie werden allgemein als Spätphasen in der Entwicklung massereicher Sterne, die einen Großteil ihrer wasserstoffreichen Hülle verloren haben, interpretiert (für einen Überblick siehe z.B. van der Hucht 1992). Für wasserstofffreie WR-Sterne fand Langer (1989b) für die Windmassenverlustraten die Formel[3]

$$\log(-\dot{M}_\mathrm{WR}/(M_\odot/a)) = -11.06 + 1.3\log(L/L_\odot) \quad \text{für} \quad \log(L/L_\odot) > 4.5. \qquad (2.10)$$

Einzelsterne mit einer Anfangsmasse $M \gtrsim 30 M_\odot$ haben ausreichend hohe Windmassenverluste um ihre Wasserstoffhülle zu verlieren und eine Wolf-Rayet-Phase zu

[3]In dieser Form wurde die Masse-Leuchtkraft-Beziehung nach Langer (1989a) benutzt.

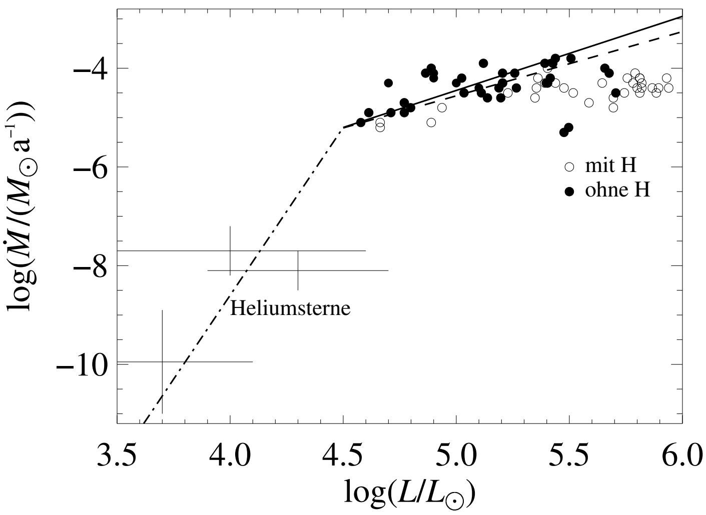

Abbildung 2.2: Wolf-Rayet-Windmassenverlustraten nach Hamann et al. (1995) und Koesterke & Hamann (1995) (Kreise). Wasserstofffreie WR-Sterne sind durch gefüllte Symbole gekennzeichnet. Links unten sind die Massenverlustraten von Heliumsternen nach Hamann et al. (1982) mit Fehlerbereichen eingetragen. Die Linien bezeichnen angepaßte Massenverlustformeln für wasserstofffreie WR-Sterne nach Hamann et al. (1995) (durchgezogen), Langer (1989b) (gestrichelt) und die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Massenverlustraten für Sterne mit $X_{\rm H} < 0.4$ und $\log(L/L_\odot) < 4.5$ (Strich-Punkte)

erreichen (Maeder & Meynet 1994). In engen Binärsystemen verlieren die massereicheren Komponenten durch den $\rm L_1$-Massentransfer den größten Teil ihrer Wasserstoffhülle, unabhängig von ihrer Anfangsmasse. Die klassischen WR-Massenverlustraten z.B. von Langer (1989b) sind damit in Doppelsternrechnungen nur bedingt anwendbar. Dies wird durch zwei Argumente deutlich. Erstens werden, abgesehen von den Pop II WR-Sternen als Zentralsterne planetarischer Nebel, nur WR-Sterne mit Massen größer als $\gtrsim 5M_\odot$ beobachtet (Hamann et al. 1995). Zweitens zeigen Testrechnungen mit der WR-Massenverlustrate von Langer (1989b, Gl. 2.10), zu niedrigen Leuchtkräften extrapoliert, daß ein $13M_\odot$ Stern, der nach dem $\rm L_1$-Massenverlust zunächst noch eine Masse von $2.98M_\odot$ hat ($\log(L/L_\odot) \lesssim 4.4$), bis zum Ende seiner Entwicklung seine Masse und Leuchtkraft stark verringert. Heliumsterne mit Leuchtkräften von $\log(L/L_\odot) < 4.5$ haben jedoch relativ niedrige Windmassenverlustraten (Hamann et al. 1982, Siehe Abbildung 2.2).

In Abbildung 2.2 sind die von Hamann et al. (1995) und Koesterke & Hamann (1995) bestimmten WR-Massenverlustraten sowie die Massenverlustraten von Heliumsternen (Hamann et al. 1982) gegen deren Leuchtkraft aufgetragen. Die Geraden oberhalb von $\log(L/L_\odot) = 4.5$ zeigen an Beobachtungen angepaßte Massenverlustraten für wasserstofffreie WR-Sterne von Langer (1989b) und Hamann et al. (1995).

Hamann et al. (1995) fanden auch einen systematischen Trend der Massenverlustrate in Abhängigkeit von der Wasserstoffhäufigkeit eines WR-Sterns. Zusammen mit der in Abbildung 2.2 eingezeichneten Massenverlustrate für $\log(L/L_\odot) < 4.5$

(Strich-Punkte) ist somit die in der vorliegenden Arbeit verwendete Windmassenverlustrate für Sterne mit einem Wasserstoffgehalt von $X_{\mathrm{H}} < 0.4$ an der Oberfläche

$$\log(-\dot{M}_{\mathrm{WR}}/(M_{\odot}/a)) =$$
$$\begin{cases} -11.95 + 1.5\log(L/L_{\odot}) - 2.85X_{\mathrm{H}} & \text{für } \log(L/L_{\odot}) \geq 4.5 \\ -35.8 + 6.8\log(L/L_{\odot}) & \text{für } \log(L/L_{\odot}) < 4.5 \end{cases} \quad (2.11)$$

2.3 Induzierter Massenverlust des Primärsterns

Füllt eine der Komponenten eines Binärsystems ihr Roche-Volumen oder, äquivalent, überschreitet ihren Roche-Radius, strömt Materie von dieser Komponente über den L_1-Punkt in Richtung der anderen Komponente ab. Im einfachsten Modell des L_1-Massentransfers wird die Masse der betrachteten Komponente so geändert, daß mit jedem Zeitschritt die Bedingung $R = R_{\mathrm{L}}$ erfüllt ist (Paczyński 1966, Kippenhahn & Weigert 1967). Diese Vorgehensweise setzt einen scharf definierten Sternrand voraus. Erweiterte Modelle berücksichtigen die endliche Druckskalenhöhe in der Sternatmosphäre. Diese Modelle bauen auf dem vereinfachten hydrodynamischen Modell von Lubow & Shu (1975) eines stationären, laminaren Materiestroms durch den L_1-Punkt auf. Die Massentransferrate ergibt sich aus der Integration der Dichte über den Stromquerschnitt und der Tatsache, daß der Materiestrom in der Nähe des L_1-Punkts Schallgeschwindigkeit erreicht. Zur Bestimmung dieser Größen am L_1-Punkt betrachtet man zunächst Orte des Sterns, an dem die Geschwindigkeiten so niedrig sind, daß die Struktur in guter Näherung durch ein eindimensionales, hydrostatisches Modell beschrieben wird. Mit Hilfe des Bernouilli-Theorems erhält man dann die Verhältnisse entlang Stromlinien bis zum L_1-Punkt. Paczyński und Sienkiewicz (1972), Plavec et al. (1973) und Savonije (1978) nahmen dazu einen adiabatischen Massenstrom an.

In der vorliegenden Arbeit findet das Modell von Ritter (1988) Anwendung, daß den Massenverlust durch einen isothermen (s.u.) Gasstrom beschreibt. Ritter (1988) fand damit für den L_1-Massenverlust die Formel

$$\dot{M} = \dot{M}_0 \exp\left(\frac{R - R_{\mathrm{L}}}{H_P}\right) \quad (2.12)$$

wobei H_P die photospärische Druckskalenhöhe ist und

$$\dot{M}_0 = \frac{1}{\sqrt{e}}\rho v_s Q. \quad (2.13)$$

Hierbei sind die Dichte ρ und die Schallgeschwindigkeit $v_s^2 = \Re T/\mu$ die aus dem Sternmodell erhaltenen *photosphärischen* Größen. H_P kann ebenfalls aus photosphärischen Größen bestimmt werden, wobei jedoch Korrekturen für die effektive Gravitationskraft im Roche-Potential notwendig sind (Ritter 1988). Q ist der effektive Querschnitt des Stroms bei L_1, der nach Meyer und Meyer-Hofmeister (1983) bestimmt wird. Verschiedene Größen des Roche-Potentials, die in die Berechnungen von H_P und Q eingehen, wie z.B. die Entfernung des Massenschwerpunkts zum L_1-Punkt, werden in den Tabellen von Kopal (1978) und Mochnacki (1984) interpoliert.

Unterschiede in der verwendeten Massenverlustformel zu den einfachen Modellen, die einen scharfen Sternrand voraussetzten, ergeben sich vor allen Dingen in den Phasen beginnenden oder endenden Massentransfers oder für Sterne, in denen die Druckskalenhöhe H_P nicht klein gegen den Sternradius ist. In diesen Fällen setzt Massentransfer schon ein, wenn der Stern seinen Roche-Radius nach der klassischen Betrachtung noch nicht erreicht (Gl. 2.12), z.B. in AGB-Sternen (Pastetter und Ritter 1989).

Die bei der Herleitung der Massentransferrate Gl. 2.12 gemachten Näherungen sind nur in den optisch dünnen Schichten oberhalb der Photosphäre gültig. Kolb und Ritter (1990) verbesserten das Modell von Ritter (1988), indem sie die Struktur der optisch dicken subphotosphärischen Schichten, welche über den Roche-Radius hinausragen, berücksichtigten und einen adiabatischen Massenstrom annahmen. Sie fanden, daß die Unterschiede ihres Modells zu der Massenverlustformel von Ritter (1988) für Sterne, deren Druckskalenhöhe H_P klein gegen den Sternradius ist, gering sind. Diese Bedingung ist in den in der vorliegenden Arbeit berechneten Sternmodellen erfüllt.

Die exponentielle Abhängigkeit der Massentransferrate vom Radius des Sterns führt bei der Berechnung einer Massentransferphase in einem expliziten Verfahren zu numerischen Instabilitäten (Kolb 1993, persönliche Mitteilung). Daher wird in der vorliegenden Arbeit die Massentransferrate bestimmt, indem in einem iterativen Verfahren (einer kombinierten Sekanten/Bisektions-Methode, siehe Press et al. 1988) die zu Gl. 2.12 äquivalente Form

$$R_{\mathrm{L}} - R + H_P \ln\left(\frac{\dot{M}}{\dot{M}_0}\right) = 0 \tag{2.14}$$

implizit gelöst wird, wodurch numerische Stabilität erreicht wird. Für dieses Verfahren hat die Gl. 2.14 eine numerisch günstigere Form und es werden weniger Iterationen benötigt (typischerweise 3 bis 4) als mit der Form Gl. 2.12. Dieser Aspekt ist von Bedeutung, weil die Lösung der Gl. 2.12 oder Gl. 2.14 rechenintensiv ist. Die Bestimmung der Größen R, H_P und $\dot{M}_0$ erfordert in jeder Iteration die Berechnung eines kompletten Sternmodells. Die implizite Methode zur Bestimmung der Massentransferrate hat sich als sehr erfolgreich erwiesen. Sie ist stabil und erlaubt sehr große Zeitschritte. Dadurch wird der erhöhte Rechenaufwand teilweise wieder wettgemacht.

Dennoch ist zu berücksichtigen, daß die Berechnung des Massenverlustes nach Gl. 2.12 oder 2.14 nur in Sternen gültig ist, die ihr Roche-Volumen im Sinne der klassischen Betrachtung unterfüllen bzw. solchen, deren photosphärische Druckskalenhöhe klein gegen den Sternradius ist und somit auch bei hohen Massentransferraten ihren Roche-Radius nur wenig überschreiten. In anderen Fällen muß ein Massentransfermodell wie das von Paczyński und Sienkiewicz (1972), Plavec et al. (1973), Savonije (1978) oder Kolb und Ritter (1990) benutzt werden, wobei durch die oben beschriebene implizite Methode zur Berechnung der Massentransferrate allerdings ein großer Rechenaufwand zu erwarten ist.

Aus den vorhergehenden Abschnitten ergibt sich im Hinblick auf die folgenden Kapitel die Notwendigkeit, den klassischen Begriff "eine Komponente füllt ihr Roche-Volumen aus" genau zu definieren. In der klassischen Betrachtung (Paczyński 1966, Kippenhahn & Weigert 1967) füllt ein Stern sein Roche-Volumen, d.h. setzt der Massentransfer ein, wenn der Sternradius, definiert als die Radiusposition der Photosphäre, gleich dem Roche-Radius ist, $R = R_{\mathrm{L}}$. Obwohl diese Bedingung in dem verwendeten Massentransfermodell nach Gl. 2.12 nicht mehr ohne weiteres gültig ist, stellt sie für das Einsetzen des Massentransfers in den in der vorliegenden Arbeit betrachteten Binärsystemen eine gute Näherung dar. Erstens ist in dem untersuchten Massenbereich die aus Gl. 2.12 mit $R = R_{\mathrm{L}}$ bestimmte Massentransferrate von der Größenordnung $\dot{M}_0 \approx 10^{-8} M_\odot/\mathrm{a}$ (vgl. Abschnitt 1.2.1), d.h. bevor die Photosphäre den Roche-Radius erreicht findet nur ein vernachlässigbarer Massentransfer statt. Zweitens ist die Zeitskala des Ein- oder Aussetzens des Massentransfers (siehe Ritter 1988)

$$\tau_{\dot{M}} = \frac{\dot{M}}{\ddot{M}} \approx \frac{H_P}{R} \tau_{\mathrm{R}}, \tag{2.15}$$

wenn $\tau_{\mathrm{R}} = \left(\frac{\partial \ln R}{\partial t}\Big|_{\dot{M}=0} \right)^{-1}$ die Zeitskala der durch die Sternentwicklung verursachten Radiusänderung ist. Weil in den betrachteten Sternen $H_P \ll R$ ist, setzt der Massentransfer also im Verhältnis zur Entwicklung des Sterns sehr schnell ein. Aus demselben Grund ist, drittens, selbst bei sehr hohen Massentransferraten $(R - R_{\mathrm{L}})/R \ll 1$. In diesen Sinne kann bei den in der vorliegenden Arbeit betrachteten Sternen in guter Näherung gesagt werden: Der Massentransfer setzt ein, wenn der Sternradius den Roche-Radius erreicht. Während des Massentransfers ist $R \approx R_{\mathrm{L}}$. Der Massentransfer endet, wenn der Sternradius den Roche-Radius wieder unterschreitet.

2.4 Massenverlust aus dem Binärsystem

Ein Massentransfer, bei dem die gesamte Materie, die eine Komponente verliert, von der anderen Komponente akkretiert wird, wird als *konservativer* Massentransfer bezeichnet. In einem solchen Fall ergeben sich die Änderungen der Bahnparameter durch Massenaustausch aus der Erhaltung des Gesamtdrehimpulses des Systems. Vergleiche von Doppelsternrechnungen mit Beobachtungen von entwickelten Systemen, die eine Massentransferphase erlebt haben, z.B. Röntgen-Doppelsterne (Meurs & van den Heuvel 1989) oder Wolf-Rayet/OB-Doppelsterne (Vanbeveren 1991), zeigen jedoch, daß der Massentransfer im allgemeinen nicht konservativ verläuft, sondern daß nur ein Teil der von einer Komponente verlorenen Materie von der anderen Komponente akkretiert wird und der Rest das System verläßt. Damit ist gleichzeitig ein Verlust von Drehimpuls aus dem System verbunden.

Der Materie- und Drehimpulsverlust aus dem System wird in dieser Arbeit mit einer von Rappaport et al. (1982, 1983) angegebenen Parametrisierung beschrieben, die noch erweitert wurde, um auch Materie- und Drehimpulsverluste durch Sternwinde behandeln zu können.

Rappaport et al. (1982, 1983) beschrieben den nichtkonservativen Massentransfer, ohne auf einen bestimmten Mechanismus des Massenverlustes zurückzugreifen, durch zwei Parameter. β ist der Bruchteil der von Komponente 1 verlorenen Masse, der von Komponente 2 akkretiert wird:

$$\beta = -\frac{\dot{M}_2}{\dot{M}_1}. \tag{2.16}$$

Dabei sind $\dot{M}_1 < 0$ und $\dot{M}_2$ die Massenverlust- bzw. die Massenakkretionsraten. Der zweite Parameter α ist der spezifische Drehimpuls der aus dem System verlorenen Materie in Einheiten von $2\pi A^2/P_\mathrm{K}$ mit der Keplerschen Bahnperiode P_K. Damit erhält man für den Bahnabstand A des Systems für konstante β und α (Podsiadlowski et al. 1992):

$$\frac{A}{A_\mathrm{i}} = \begin{cases} \dfrac{M_1+M_2}{M_{1,\mathrm{i}}+M_{2,\mathrm{i}}} \left(\dfrac{M_1}{M_{1,\mathrm{i}}}\right)^{2(\alpha-1)} \exp\left(\dfrac{2\alpha(M_1-M_{1,\mathrm{i}})}{M_{2,\mathrm{i}}}\right) & \text{für } \beta = 0 \\[2ex] \dfrac{M_1+M_2}{M_{1,\mathrm{i}}+M_{2,\mathrm{i}}} \left(\dfrac{M_1}{M_{1,\mathrm{i}}}\right)^{C_1} \left(\dfrac{M_2}{M_{2,\mathrm{i}}}\right)^{C_2} & \text{für } \beta \neq 0 \end{cases} \tag{2.17}$$

wobei

$$\left.\begin{aligned} C_1 &= 2\alpha(1-\beta) - 2 \\ C_2 &= -2\frac{\alpha}{\beta}(1-\beta) - 2 \end{aligned}\right\} \text{ für } \beta > 0. \tag{2.18}$$

Die mit i ("initial") indizierten Größen stellen die Werte am Beginn des Massentransfers dar. Der Fall $\beta < 0$, mit dem Windmassenverluste behandelt werden können, wird weiter unten beschrieben.

Eine äquivalente Formulierung für die Bahnänderung ist

$$\frac{\dot{A}}{A} = \left(2\alpha(1-\beta)\frac{1+q}{q} + 2\frac{\beta-q}{q} + \frac{1-\beta}{1+q}\right)\frac{\dot{M}_1}{M_1}, \tag{2.19}$$

aus der sich eine Bedingung für α ergibt, bei der eine Verringerung des Bahnabstands auftritt:

$$\alpha > \alpha_\mathrm{krit} = \frac{q-\beta}{(1+q)(1-\beta)} - \frac{q}{2(1+q)^2} \Rightarrow \dot{A} < 0 \tag{2.20}$$

Um die Werte von α und β festzulegen, gibt es zwei Wege. Eine Möglichkeit ist, α und β als freie Parameter zu behandeln und diese an Beobachtungen anzupassen, entweder mit statistischen Methoden (Meurs & van den Heuvel 1989, Vanbeveren

1991) oder für individuelle Systeme (z.B. Sarna 1992b, De Greve & Linell 1994). Dies hat jedoch den Nachteil, daß α und β während der gesamten Massentransferphase als konstant angenommen werden müssen.

Eine weitere Methode ist, den Mechanismus, der zum Verlust von Materie aus dem System führt, zu modellieren und daraus Werte für α und β zu bestimmen. Ein einfaches Beispiel stellen Windmassenverluste dar (siehe Abschnitt 2.2.4), für die der verlorene Drehimpuls, wie weiter unten beschrieben, bestimmt werden kann. Wenn nur eine der Komponenten signifikante Windmassenverlustraten aufweist, kann Gl. 2.17 mit $\beta = 0$ verwendet werden.

In massereichen Binärsystemen weisen oft beide Komponenten vergleichbare Windmassenverluste auf, wobei die verlorene Materie, je nachdem von welcher Komponente sie kommt, unterschiedlichen spezifischen Drehimpuls besitzt. Diese Situation kann durch $\beta < 0$ spezifiziert werden (siehe Gl. 2.16) und ist bei Podsiadlowski et al. (1992) nicht berücksichtigt. Die Erweiterung von Gl. 2.17 läßt sich analog zu der Herleitung in Podsiadlowski et al. (1992) durchführen. Bezeichnen α_1 und α_2 den spezifische Drehimpuls der von Komponente 1 bzw. Komponente 2 kommenden Materie, so erhält man in Gl. 2.17

$$\left.\begin{aligned} C_1 &= 2(\alpha_1 - \beta\alpha_2) - 2 \\ C_2 &= -\frac{2}{\beta}(\alpha_1 - \beta\alpha_2) - 2 \end{aligned}\right\} \text{ für } \beta < 0 \tag{2.21}$$

Die Drehimpulsverluste in Binärsystemen durch Sternwinde sind einfach zu bestimmen, wenn die Windgeschwindigkeit groß gegen die Geschwindigkeit der Bahnbewegung ist. In diesem Fall kann der Wind als von einer Punktquelle ausgehend angesehen werden und sein spezifischer Drehimpuls ist einfach der Bahndrehimpuls der Massenzentren der Komponenten:

$$\alpha_1 = \left(\frac{q}{1+q}\right)^2. \tag{2.22}$$

α_2 erhält man mit dem Kehrwert von q.

Um die Gültigkeit dieser Näherung zu bestimmen, führten Brookshaw & Tavani (1993) Monte-Carlo-Simulationen ballistischer und nicht miteinander wechselwirkender Wind"teilchen" im Roche-Potential durch. Auch für Windgeschwindigkeiten, die deutlich größer als die Bahngeschwindigkeit sind, erhielten sie eine Abhängigkeit des spezifischen Drehimpuls der Windmaterie vom Verhältnis des Radius des Sterns zu seinem Roche-Radius, dem Füllfaktor $F = R/R_{\mathrm{L}}$. Dies zeigt Tabelle 2.1, für die die Ergebnisse von Brookshaw und Tavani (1993) auf die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Größen umgerechnet wurden. Eine gute Approximation (rel. Abweichung $< 6\%$) an diese Daten ist die Formel

$$\alpha_1 = \left(\frac{q}{1+q}\right)^2 \left(1 + K_1 q^{K_2} F^2\right), \tag{2.23}$$

Tabelle 2.1: Spezifischer Drehimpuls α_1 von Sternwindmaterie in einem Binärsystem in Abhängigkeit vom Füllfaktor $F = R/R_L$ der Komponente und dem Massenverhältnis $q = M_2/M_1$ (Nach Brookshaw & Tavani 1993).

	q							
F	0.10	0.20	0.33	1.00	1.43	2.00	3.33	10.00
1.00	0.233	0.208	0.213	0.346	0.427	0.513	0.645	0.855
0.75	0.134	0.129	0.147	0.304	0.392	0.483	0.622	0.843
0.50	0.064	0.073	0.100	0.274	0.366	0.462	0.605	0.834
0.10	0.011	0.030	0.064	0.251	0.347	0.445	0.592	0.827
0.01	0.008	0.028	0.063	0.250	0.346	0.445	0.592	0.826
0.00	0.008	0.028	0.063	0.250	0.346	0.444	0.592	0.826
$\alpha_{\rm krit}$	0.050	0.097	0.156	0.375	0.467	0.556	0.680	0.868

mit

$$K_1 = 0.311,\ K_2 = -1.922 \quad \text{für } q \leq 1$$
$$K_1 = 0.364,\ K_2 = -1.147 \quad \text{für } q > 1.$$

Daraus ergibt sich für $F \to 0$ wieder Gl. 2.22. Die Ursache für die starken Abweichungen von der Punktquellennäherung für große F und kleine q ist die nicht mehr zu vernachlässigende Eigenrotation der Komponente, wenn die Radien nicht klein gegen den Bahnabstand sind. Diese hohen Werte der spezifischen Drehimpulsverluste können zu einer Verringerung des Bahnabstands durch Windmassenverluste führen, wie der Vergleich mit $\alpha_{\rm krit}$ aus Gl. 2.20 zeigt.

In dem in der vorliegenden Arbeit verwendeten Programm sind die Ergebnisse von Brookshaw & Tavani (1993) nach Gl. 2.23 implementiert.

2.5 Die Gültigkeit der sphärischen Näherung

Die Modellierung des Massenverlustes oder der Massenakkretion eines Sterns durch die Änderung der Gesamtmasse in einem relativen Massenkoordinatengitter entspricht einem sphärisch symmetrischen Massenein- oder ausstrom. Da die Materieströmungen in Doppelsternen alles andere als sphärisch symmetrisch sind (siehe Abschnitt 2.3), stellt sich die Frage, inwieweit dies zu Fehlern in der Beschreibung der Komponenten führt.

Lubow & Shu (1975) zeigten, daß in der masseverlierenden Komponente nur in einer im Verhältnis zum Radius des Sterns sehr dünnen Oberflächenschicht Geschwindigkeitskomponenten parallel zu den Äquipotentialflächen auftreten. Weiterhin ist diese Schicht, außer in der Nähe des L_1-Punkts, in guter Näherung vertikal im hydrostatischen Gleichgewicht. Insgesamt stellt für die masseverlierende Komponente, bis auf eine Oberflächenschicht, die Annahme eines sphärisch symmetrischen Massenausstroms eine gute Näherung dar.

Ulrich & Burger (1976) diskutierten die Situation in der masseakkretierenden Komponente. Die größte Annäherung des vom L_1-Punkt ausgehenden Materiestroms an das Massenzentrum der masseakkretierenden Komponente errechneten sie zu

$$r_{\min} \approx 0.0425A(q^{-\frac{1}{2}}(1+q))^{\frac{1}{4}}, \tag{2.24}$$

In Abhängigkeit vom Radius R der masseakkretierenden Komponente fanden sie zwei unterschiedliche Situationen. Entweder der Materiestrom trifft die Komponente direkt ($r_{\min} \leq R$) oder verfehlt sie. Im ersten Fall wird der Materiestrom in einer Schockfront abgebremst und die kinetische Energie der Materie in Form von ultravioletter Strahlung abgestrahlt ("Hot Spot"). Aus den Abschätzungen für die Größe des Hot Spots und der Eindringtiefe des Materiestroms schlossen Ulrich & Burger (1976), daß nur geringe Auswirkungen auf die hydrostatische Struktur des Masseempfängers zu erwarten sind.

Verfehlt der Materiestrom vom L_1-Punkt den Masseempfänger, bildet sich eine Akkretionsscheibe (Lubow & Shu 1975), von der aus die Materie schließlich auf die Sternkomponente gelangt (siehe z.B. Frank et al. 1985).

In beiden Fällen, direktes Auftreffen des Materiestroms oder Akkretion über eine Scheibe, sind die zu erwartenden Effekte auf die hydrostatische Struktur des Masseempfängers gering. Weiterhin stellt das Modell einer sphärisch symmetrischen Akkretion, bis auf eine Oberflächenschicht, eine gute Näherung dar. In den Binärmodellen, die für die vorliegende Arbeit berechnet wurden, akkretieren die Massempfänger über ein direktes Auftreffen des Materiestroms, d.h. es ist $R > r_{\min}$.

2.6 Die Berechnung eines Binärmodells

2.6.1 Konservativer Massentransfer

Die Gleichungen des Modells eines Binärsystems bestehen aus den 2×5 Sternaufbaugleichungen der beiden Komponenten, die über die Gleichungen der Wechselwirkung gekoppelt sind. Im Falle des Massentransfers, wie er in der vorliegenden Arbeit beschrieben wird, sind dies Gl. 2.16 und 2.17 für Massen- und Drehimpulserhaltung. Dabei geht über den Roche-Radius $R_{\mathrm{L}}(A)$ in der Massenverlustformel Gl. 2.12 der Bahnabstand als die einzige das System charakterisierende Größe ein. Mit diesen Gleichungen kann ein konservativer Massentransfer ($\beta = 1$) ohne weitere Annahmen berechnet werden. Falls es während einer Massentransferphase zu einem Kontakt der beiden Komponenten kommt, müssen zusätzliche Annahmen über die Gültigkeit des Roche-Modells und den Verlust von Materie und Drehimpuls aus dem Binärsystem gemacht werden.

2.6.2 Kontaktphasen

Der maximale Radius akkretierender Sekundärsterne kann die räumlichen Dimensionen des Binärsystems überschreiten (vgl. Abbildung 1.2). Beobachtungen zeigen, daß eine Reihe von Binärsytemen existieren, die eine solche Entwicklung in eine

Kontaktphase durchlaufen haben müssen, und daß ein Teil der vom Primärstern verlorenen Materie sowie Drehimpuls aus dem System verloren gegangen sein müssen. Um die Entwicklung solcher Kontaktsysteme zu beschreiben, können zwei Grenzfälle betrachtet werden.

Ein Grenzfall ist, daß die sich ausbildende gemeinsame Hülle der beiden Komponenten durch Gezeitenkräfte in Korotation mit der Bahnbewegung gehalten wird. In diesem Fall bleibt das Roche-Potential zur Beschreibung der Hülle gültig. Die Expansion des Sekundärsterns dehnt die gemeinsame Hülle bis zum äußeren Lagrangepunkt L_2 aus, und die Hüllenmaterie fließt über den L_2-Punkt aus dem System ab (siehe Abbildung 2.1). Diese Situation kann mit der in Abschnitt 2.4 dargestellten Methode beschrieben werden. Dazu muß der spezifische Drehimpuls der Materie am L_2-Punkt bestimmt werden. Bezeichnet x_2 den Abstand des L_2-Punkts vom Massenzentrum der Primärkomponente, ergibt sich der spezifische Drehimpuls in Einheiten von $2\pi A^2/P_{\rm K}$ zu

$$\alpha = \left(x_2 - \frac{q}{1+q}\right)^2 . \tag{2.25}$$

Mit Werten für x_2 bei nicht zu extremen Massenverhältnissen, z.B. aus den Tabellen von Kopal (1978), ist $\alpha \approx 1.5$. Mit der Annahme, daß die gesamte von der Primärkomponente abströmende Materie über die gemeinsame Hülle und den L_2-Punkt aus dem System verloren wird, d.h. $\beta = 0$, ist der Drehimpulsverlust aus dem System auch für sehr große Massenverhältnisse so groß, daß $\zeta_{\rm L} > 0$ wird, d.h. daß er eine Verkleinerung des Roche-Radius bewirkt. Nariai (1975) fand, daß der Drehimpulsverlust sogar noch größer ist ($\alpha \approx 1.7$), wenn die auf die abfließende Materie wirkenden Gezeitenkräfte berücksichtigt werden. Nariai & Sugimoto (1976) und Flannery & Ulrich (1977) zeigten, daß mit diesen Annahmen der Massentransfer in Systemen mit L_2-Massenverlust durch den Drehimpulsverlust instabil wird ($\zeta_{\rm L} > \zeta_{\rm ad}$).

Allerdings sind die von Flannery & Ulrich (1976) und Nariai & Sugimoto (1976) untersuchten Fälle extrem. Das System von Flannery & Ulrich (1976) hat ein kleines Massenverhältnis von 5/15, und Nariai & Sugimoto (1976) gingen in ihren analytischen Untersuchungen von einem Massenverlust mit $\beta = 0$ aus. Da aber der Sekundärstern nach dem Einsetzen des L_2-Massenverlustes weiter akkretieren muß, um ausgedehnt zu bleiben, muß $\beta > 0$ sein, so daß der Drehimpulsverlust kleiner wird. Dann könnte eventuell $\zeta_{\rm L} < \zeta_{\rm ad}$ werden und der Massentransfer stabil bleiben.

Diese Situation wird hier anhand eines Systems mit $M_1 = 16M_\odot$ und $M_2 = 13M_\odot$ und einer Anfangsperiode von $P = 6$d untersucht. Dabei wird der L_2-Massenverlust durch folgendes Modell bestimmt. Der Zeitpunkt des Einsetzens des L_2-Massenverlustes wird ermittelt, indem der Roche-Radius der Sekundärkomponente mit einem konstanten Faktor (hier 1.5) multipliziert wird und dieser Radius das maximale äquivalente Volumen der gemeinsamen Hülle des Systems definiert. Damit läßt sich der Systemmassenverlust mit Hilfe des Roche-Radius der Sekundärkomponente berechnen. Überschreitet der Sekundärstern den kritischen Radius der "gemeinsamen Hülle", verringert der Massenverlust aus dem System die Nettoakkretionsrate des

Sekundärsterns. Die Massenverlustrate aus dem System ergibt sich damit als Differenz zwischen der Massenverlustrate $-\dot{M}_1$ des Primärsterns und der Akkretionsrate $\dot{M}_2$ des Sekundärsterns, die notwendig ist, den Sekundärstern bis auf den kritischen Radius auszudehnen. Wie beim L_1-Massenverlust spielt die genaue Größe des kritischen Radius eine untergeordnete Rolle. Bedeutend ist vielmehr die Existenz eines solchen Radius.

Die Berechnung des $16 + 13M_{\odot}$-Modells ergab, daß auch in diesem System der Massentransfer instabil wurde. Die Massentransferrate stieg sehr stark an und die Rechnung wurde bei einer L_2-Massenverlustrate von $0.1M_{\odot}$/a abgebrochen. Bei einer so hohen Massentransferrate ist vermutlich auch die Annahme der Korotation der gemeinsamen Hülle aufzugeben (siehe unten).

In Systemen, die ein größeres Massenverhältnis als das $16+13M_{\odot}$ System haben, bleibt das verwendete Modell des L_2-Massenverlustes eventuell dennoch sinnvoll. Die kritische Akkretionsrate, oberhalb derer sich der Sekundärstern stark auszudehnen beginnt, ist in solchen Systemen höher. Wenn die Differenz zwischen der maximalen Massentransferrate des Primärsterns und der Akkretionsrate des Sekundärsterns klein ist, ist der Parameter β des Massenverlustes relativ groß. Dementsprechend wird der Drehimpulsverlust aus dem System geringer und ζ_{L} kleiner sein als für $\beta = 0$. Ist die Zeitskala des Einsetzens des instabilen Massentransfers lang genug, kann der Massentransfer eventuell abbrechen, wenn die Primärkomponente nach Verlust ihrer Wasserstoffhülle zur Heliumhauptreihe kontrahiert (Flannery 1977). Dieses Szenario setzt voraus, daß der Bahnabstand am Ende des Massentransfers so groß ist, daß die Sekundärkomponente im thermischen Gleichgewicht ihr Roche-Volumen unterfüllt.

Grundlage der vorhergehenden Diskussion war, daß bei der Ausdehnung der Sekundärkomponente über ihren Roche-Radius hinaus die entstehende gemeinsame Hülle der Sterne in Korotation mit der Bahnbewegung bleibt. Nur dann ist das Roche-Modell anwendbar. Im anderen Grenzfall wird die Bedingung der Korotation aufgegeben und von einer stationären Hülle ausgegangen, in deren Inneren die beiden Komponenten umeinander rotieren. Dieses Modell entspricht dem Common-Envelope-Modell von Paczyński (1976). Durch die Wechselwirkung der Sternkomponenten mit der Hülle wird der Bahnbewegung Energie entzogen und mit einem zu bestimmenden Wirkungsgrad in der Hülle deponiert. Die beiden Komponenten laufen daher in einer Spirale aufeinander zu. Die Common-Envelope-Phase endet, wenn die in der Hülle deponierte Energie deren Bindungsenergie überschreitet und die Hülle abgestoßen wird. Ist die Energie der Bahnbewegung vor dem Einsetzen der Common-Envelope-Phase zu klein oder die Energiedeposition in die Hülle nicht effektiv genug, verschmelzen die beiden Sterne. In der Literatur existieren vielfältige Modelle und numerische Simulationen der Common-Envelope-Phase (siehe z.B. Meyer & Meyer-Hofmeister 1978, Livio & Soker 1984a,b, 1988, Bodenheimer & Taam 1984, Taam & Bodenheimer 1991, Yorke et al. 1995). Eine ausführliche Diskussion dieser Modelle geht über den Rahmen der vorliegenden Arbeit hinaus. Für einen Überblick sei an dieser Stelle auf die Arbeit von de Kool (1987) verwiesen.

2.6.3 Vermeidung einer Kontaktphase durch Sternwinde

Eine weitere Möglichkeit der Entwicklung von Binärsystemen ist, daß sich die Hüllenmasse der masseverlierenden Komponente vor Einsetzen eines Massentransfers durch Windmassenverluste soweit reduziert, daß der Massentransfer entweder überhaupt nicht auftritt oder eine Kontaktphase vermieden werden kann.

Tout & Eggleton (1988a,b) beschrieben eine mögliche Entwicklung in Binärsystemen, bei der sie *ad hoc* annahmen, daß Gezeitenkräfte zu einer Erhöhung der Windmassenverluste im Vergleich zu den Windmassenverlustraten von Einzelsternen führen. Dadurch kann eine Kontaktphase vermieden werden.

Bei sehr massereichen Sternen besteht in Fall B Systemen die Möglichkeit, den L_1-Massentransfer ganz zu vermeiden. Einzelsterne mit einer Anfangsmasse oberhalb einer Grenzmasse $M_{\rm HD}$ überschreiten bei ihrer Entwicklung zu einem roten Überriesen mit ihrer Leuchtkraft die Humphreys-Davidson (HD) Grenze (Humphreys & Davidson 1979; $M_{\rm HD} \approx 50 M_\odot$). Für solche Sterne wird gewöhnlich angenommen, daß sie sich in eine LBV-Phase entwickeln (**L**uminous-**B**lue-**V**ariable, siehe z.B. Langer et al. 1994): Aus der HD-Leuchtkraftgrenze ergibt sich für einen Stern ein kritischer Radius. Überschreitet ein Stern diesen Radius, setzt ein Windmassenverlust ein, der ein weiteres Ausdehnen des Sterns verhindert. Der Massenverlust endet, wenn der Stern den Großteil seiner Wasserstoffhülle verloren hat und sein Radius sich wieder verkleinert. Die Existenz eines kritischen Radius durch die HD-Grenze führt also im LBV-Szenario eines ausreichend massereichen Einzelsterns zu einer völlig analogen Entwicklung wie der einer Primärkomponente im Roche-Potential eines Binärsystems (Langer 1994).

Falls der kritische Radius der HD-Grenze kleiner als der Roche-Radius ist, wird die LBV-Phase eintreten, bevor der L_1-Massentransfer einsetzt (Vanbeveren 1991). Im Unterschied zum L_1-Massentransfer wird die Sekundärkomponente durch den sphärisch symmetrischen Massenverlust der Primärkomponente nur sehr wenig Material akkretieren, d.h. $\beta \ll 1$. Die Drehimpulsverluste aus dem System sind jedoch so gering (Siehe Tabelle 2.1), daß es zu keinem Verschmelzen der Komponenten kommt.

Aus den für die vorliegende Arbeit berechneten Modellen ergibt sich eine weitere Möglichkeit der Entwicklung in massereichen Binärsystemen. Die Modelle zeigen, daß sowohl in der Sekundär- als auch in der Primärkomponente in den äußeren Bereichen der Hülle der Eddingtonfaktor

$$\Gamma_{\rm Edd} = \frac{\kappa l_r}{4\pi c G M_r} \tag{2.26}$$

im Laufe des Massentransfers anwächst und sogar $\Gamma_{\rm Edd} \geq 1$ werden kann. Dadurch könnte es in diesen Sternen zu einem zusätzlichen Massenverlust durch einen strahlungsdruckgetriebenen Sternwind kommen. Ursache für die Erhöhung von $\Gamma_{\rm Edd}$ ist bei der Sekundärkomponente die durch die Akkretion verursachte Überleuchtkraft. Bei der Primärkomponente führt die Verringerung der Effektivtemperatur während des Massenverlustes (siehe Abbildungen 6.1 und 6.8) zu einer Erhöhung der Opazität κ in den äußeren Schichten.

Um die Auswirkungen einer eventuellen Erhöhung der Windmassenverluste während der Akkretion zu untersuchen, wurden Binärmodelle berechnet, in denen eine Abhängigkeit der Windmassenverlustrate von Γ_{Edd} in den äußersten Schichten der Sternkomponenten angenommen wurde. In einem $20 + 18 M_{\odot}$ Fall B Binärsystem wurde die klassische Windmassenverlustrate (siehe Abschnitt 2.2.4) mit einem Faktor

$$f_{\mathrm{edd}} \sim (\Gamma_{\mathrm{Edd}} - (1 - \varepsilon))^k \tag{2.27}$$

multipliziert. Dabei wurde ein Mittelwert von Γ_{Edd} über mehrere der äußersten Stützstellen verwendet. Mit Hilfe der Größe ε kann ein Einsetzen der erhöhten Windmassenverluste auch bei $\Gamma_{\mathrm{Edd}} < 1$ erreicht werden. In einem solchen Modell ist zu erwarten, daß sich in der Sekundärkomponente eine Windmassenverlustrate einstellt, die Γ_{Edd} in den äußersten Schichten konstant hält. Eine Verringerung der Nettoakkretionsrate (durch Erhöhung der Windmassenverluste bei konstanter Massentransferrate) führt zu einer Verringerung der Leuchtkraft und damit zu einer Verringerung von Γ_{Edd}. Durch diesen Regelungsmechanismus sollte sich eine relativ konstante Akkretionsrate einstellen, die unabhängig von der Massentransferrate ist. Bei der Primärkomponente ist die Situation anders. Hier ist der *Gesamt*massenverlust (Wind plus L_1-Massentransfer) des Sterns durch seinen Roche-Radius vorgegeben. Ein indirekter Einfluß des Sternwinds auf den Roche-Radius ergibt sich aber über die Drehimpulsverluste. Wie sich die Sternwinde der Primärkomponente entwickeln, ist daher schwer anschaulich zu erfassen.

Es wurden Rechnungen mit verschiedenen Werten für $\varepsilon = 0.05 \ldots -0.02$ und $k = 1 \ldots 3$ durchgeführt. Es zeigte sich, daß der L_1-Massentransfer inklusive der erhöhten Windmassenverluste nach Gl. 2.27 numerisch instabil ist. Es ließ sich daher in keinem der berechneten Fälle eine Massentransferphase weiter als ca. 10…15 Binärsternmodelle nach Einsetzen der erhöhten Windmassenverluste berechnen. Dennoch kann aus den Rechnungen eine wichtige Schlußfolgerung gezogen werden. Abgesehen von den numerischen Fluktuationen scheint sich zumindest in der Sekundärkomponente eine mittlere Windmassenverlustrate in Größenordung der Rate des L_1-Massentransfers einzustellen. Die Windmassenverluste können also potentiell den Verlauf des L_1-Massentransfers stark beeinflussen. Eine weitere Untersuchung dieses Problems liegt jedoch außerhalb des Rahmens der vorliegenden Arbeit.

Kapitel 3

Mischprozesse in Doppelsternen

In Binärsystemen können die Komponenten, verursacht durch Massentransfer, eine im Verhältnis zu Einzelsternen ungewöhnliche chemische Struktur aufweisen (Kapitel 4 und 5). Um solche Sternmodelle berechnen zu können, müssen insbesondere die Mischprozesse modelliert werden, die in Bereichen mit Molekulargewichtsgradienten auftreten.

In einem sphärisch symmetrischen Stern, in dem das mittlere Molekulargewicht μ radial variiert, kann nach einer lokalen, linearen Stabilitätsanalyse von Kato (1966) das Auftreten von Instabilitäten mit Hilfe weniger Größen bestimmt werden. Dies sind der Temperaturgradient in der Schicht

$$\nabla = \frac{d\ln T}{d\ln P}, \tag{3.1}$$

der adiabatische Temperaturgradient

$$\nabla_{\mathrm{ad}} = \left(\frac{\partial \ln T}{\partial \ln P}\right)_{\mathrm{ad}}, \tag{3.2}$$

der Molekulargewichtsgradient

$$\nabla_{\mu} = \frac{d\ln \mu}{d\ln P} \tag{3.3}$$

und die thermodynamischen Ableitungen

$$\varphi = \left(\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln \mu}\right)_{P,T} \quad \text{und } \delta = -\left(\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln T}\right)_{P,\mu}. \tag{3.4}$$

Dabei bezeichnen T, P und ρ die Temperatur, den Druck bzw. die Dichte in der betrachteten Schicht.

In Abbildung 3.1 sind die verschieden Instabilitäten und die mit ihnen verbunden Mischprozesse in Abhängigkeit dieser 5 Größen schematisch dargestellt. Eine Schicht eines Sterns wird darin nach ihren *lokalen* Eigenschaften als Punkt eingeordnet. Der Einfluß der in Abbildung 3.1 benutzten Größen auf die Stabilität einer Schicht ist anschaulich zu verstehen. Dazu betrachte man eine Störung, durch die

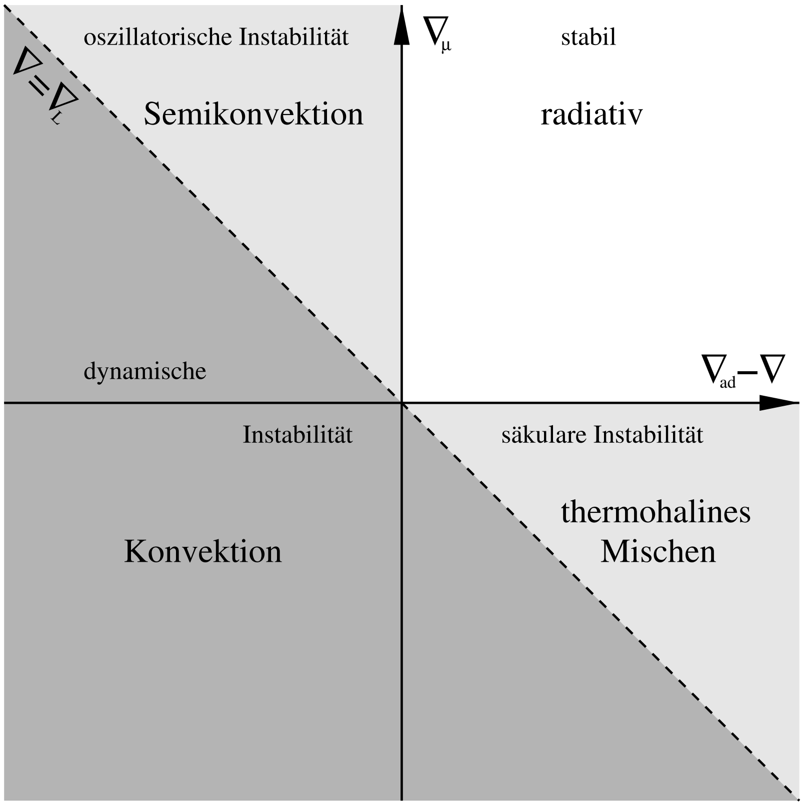

Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Stabilitätskriterien in Schichten mit μ-Gradienten nach der lokalen, linearen Stabilitätsanalyse von Kato(1966). Positive Werte der Größe $\nabla_{\rm ad} - \nabla$ wirken stabilisierend, ebenso positive Werte des Molekulargewichtsgradienten ∇_μ. Negative Werte von ∇_μ können insbesondere in Doppelsternen auftreten. Rechts oberhalb der Grenze $\nabla = \nabla_{\rm L} := \nabla_{\rm ad} + \frac{\varphi}{\delta}\nabla_\mu$ (gestrichelt) ist eine Schicht gegen adiabatische Störungen stabil. Thermische Dissipationseffekte können aber auch solche Schichten instabil werden lassen. Dunkelgrau: dynamisch instabil; hellgrau: thermisch instabil; weiß: stabil.

ein Massenelement der Schicht aus seiner Ruheposition z.B. nach außen, d.h. zu niedrigeren Temperaturen, ausgelenkt ist und sich adiabatisch dem Druck seiner Umgebung anpaßt (siehe z.B. Kippenhahn & Weigert 1991). Bei einen positiven Wert der Differenz $\nabla_{\rm ad} - \nabla$ ist das Massenelement kühler als seine Umgebung, bei einen positiven Wert der Größe ∇_μ ist das mittlere Molekulargewicht des ausgelenkten Elements höher als das seiner Umgebung. Beide Effekte vergrößern die Dichte des Elements gegenüber seiner Umgebung.

Die Größe $\nabla_{\rm L} = \nabla_{\rm ad} + \frac{\varphi}{\delta}\nabla_\mu$ wird als *Ledoux-Gradient* bezeichnet. Mit Hilfe der Zustandsgleichung, aus der sich die Gößen δ und φ bestimmen, ergibt sich, daß unterhalb der Geraden $\nabla = \nabla_{\rm L}$ ein nach außen ausgelenktes Massenelement weniger dicht als seine Umgebung ist und somit weiter aufsteigt. Das bedeutet, daß Schichten in diesem Zustand dynamisch instabil sind und die damit verbundenen Mischprozesse auf dynamischen Zeitskalen ablaufen.

Wenn die Näherung einer adiabatischen Bewegung der Massenelemente aufgegeben wird und der Austausch thermischer Energie zwischen dem Massenelement und seiner Umgebung berücksichtigt wird, erhält man oberhalb der Geraden $\nabla = \nabla_{\mathrm{L}}$ weitere Instabilitäten. Die damit verbundenen Mischprozesse unterscheiden sich von den dynamischen Instabilitäten und laufen auf thermischen Zeitskalen ab.

In den folgenden Abschnitten wird auf die einzelnen Mischprozesse genauer eingegangen. Dabei steht die Frage im Vordergrund, welche Auswirkungen die Mischprozesse auf die thermische und chemische Struktur eines Sterns haben, und wie diese Effekte in einem Sternentwicklungsprogramm modelliert werden können.

3.1 Konvektion

Konvektion ist der wichtigste Mischprozeß und findet in praktisch allen Sternen während ihrer gesamten Lebenszeit statt. Konvektion ist eine *dynamische Instabilität*, für deren Auftreten in chemisch homogenen Gebieten ($\nabla_\mu = 0$) das *Schwarzschild-Kriterium* anzuwenden ist (siehe Abbildung 3.1)

$$\nabla > \nabla_{\mathrm{ad}}. \tag{3.5}$$

Außer in Schichten sehr niedriger Dichte stellt die Konvektion einen effektiven Energietransportmechanismus dar. Zur Beschreibung von Konvektion auch in Schichten niedriger Dichte wird in Sternmodellen meist die sogenannte Mischungswegtheorie (Mixing Length Theorie MLT; Vitense 1953; Böhm-Vitense 1958) angewandt. Sie beschreibt die konvektiven Bewegungen in dynamisch instabilen Schichten durch auf- und absteigende Massenelemente, die sich nach Zurücklegen einer charakteristischen Strecke, der Mischungsweglänge Λ, auflösen. Aus der Lösung der Gleichungen der MLT erhält man neben dem sich in konvektiven Schichten einstellenden Temperaturgradienten ∇ die mittlere Geschwindigkeit v der Massenelemente. Zusammen mit der Mischungsweglänge Λ läßt sich daraus ein Diffusionskoeffizient definieren

$$D_{\mathrm{konv}} = \frac{1}{3} v \Lambda, \tag{3.6}$$

so daß das Mischen der chemischen Elemente durch die konvektiven Materieströmungen mit Hilfe einer Diffusionsgleichung (siehe Anhang A) beschrieben werden kann.

In chemisch inhomogenen Gebieten ist das Schwarzschild-Kriterium nicht mehr gültig. Aus Abbildung 3.1 erhält man für das Auftreten dynamischer Instabilität und somit von Konvektion das *Ledoux-Kriterium*

$$\nabla > \nabla_{\mathrm{ad}} + \frac{\varphi}{\delta} \nabla_\mu, \tag{3.7}$$

d.h. daß Gradienten im Molekulargewicht die Stabilität einer Schichtung erheblich beeinflussen. Hierzu zwei Beispiele.

- Das Ausdehnen eines konvektiven Kerns in chemisch inhomogene Schichten erzeugt an seinem oberen Rand eine chemische Diskontinuität. Diese sogenannten "μ-Barrieren" können ein weiteres Ausdehnen des konvektiven Kerns effektiv unterbinden (siehe Abschnitt 3.2).

- Massereiche Hauptreihensterne haben radiativ stabile, chemisch homogene Hüllen. Wird in einem Binärsystem auf einen solchen Stern Materie mit höherem Molekulargewicht akkretiert, kann ein (betragsmäßig) sehr großer Gradient $\nabla_\mu < 0$ entstehen. Somit können diese Schichten nach Gl. (3.7) dynamisch instabil werden, obwohl $\nabla_{\rm ad} > \nabla$ gilt.

Für das zweite Beispiel ergibt sich im Rahmen der klassischen Mischungswegtheorie folgende Schwierigkeit. Das konvektive Mischen wird den μ-Gradienten auf dynamischen Zeitskalen zunächst verringern und schließlich ein chemisches Profil *marginaler Stabilität* mit $\nabla = \nabla_{\rm ad} + \frac{\varphi}{\delta}\nabla_\mu$ einstellen. Diese Situation ist in der Mischungswegtheorie, deren Herleitung eine chemisch homogene Schichtung voraussetzt, nicht berücksichtigt. Zum Beispiel hat die Gleichung der Geschwindigkeit der Massenelemente die Form $v^2 \sim \nabla - \nabla_{\rm ad}$ (Kippenhahn & Weigert 1991). Um die oben beschriebene Situation in Doppelsternen behandeln zu können, muß die Mischungswegtheorie, wie im Anhang B beschrieben, erweitert werden. In dieser Erweiterung ergibt sich die mittlere Geschwindigkeit der Konvektionselemente zu $v^2 \sim \nabla - \nabla_{\rm ad} - \frac{\varphi}{\delta}\nabla_\mu$, d.h. die Geschwindigkeit und der Diffusionskoeffizient (Gl. (3.6)) gehen gegen 0, wenn die Schichtung den Zustand marginaler Stabilität erreicht (vgl. auch Abschnitt 3.3).

Konvektives Überschießen

Ein weiterer Mischprozeß, der im Zusammenhang mit Konvektion auftreten kann, ist das sogenannte *konvektive Überschießen* (engl. overshooting). Historisch ist dieser Begriff aus einer nichtlokalen Betrachtung der Konvektion entstanden. Schwarzschild- und Ledoux-Kriterium erfassen nur die auf ein Massenelement *lokal* wirkenden Auftriebskräfte. Ein Massenelement, daß in in der Nähe des Rands eines konvektiven Bereichs beschleunigt wurde, kann über diesen Rand "überschießen". Das Ausmaß des Überschießens wird in der Literatur kontrovers diskutiert. Die Ergebnisse einzelner nichtlokaler Erweiterungen der Mischungswegtheorie reichen von einem im Verhältnis zur Ausdehnung der Konvektionszone sehr großen bis zu einem vernachlässigbaren Überschießen (Shaviv & Salpeter 1973; Maeder 1975; Roxburgh 1978; Kuhfuß 1986; Langer 1986). Eine Diskussion des Themas aus theoretischer Sicht und weitere Literaturhinweise finden sich bei Renzini (1987).

Parameterstudien zum Überschießen ergeben aus dem Vergleich mit Beobachtungen, daß dieser Effekt in massereichen Sternen nur von eingeschränkter Bedeutung sein kann (Maeder & Meynet 1991). In den Rechnungen der vorliegenden Arbeit wird ein vernachlässigbares Ausmaß des Überschießen angenommen.

3.2 Semikonvektion

Semikonvektion tritt in Sternen in chemisch inhomogenen Bereichen auf, die nach dem Ledouxkriterium dynamisch stabil sind, für die jedoch das Schwarzschild-Kriterium erfüllt ist (siehe Abbildung 3.1):

$$\nabla_{\rm ad} < \nabla < \nabla_{\rm ad} + \frac{\varphi}{\delta}\nabla_\mu \tag{3.8}$$

In massereichen Sternen kann, wie Schwarzschild und Härm (1958) entdeckten, ein vollständiges, instantanes Durchmischen solcher Bereiche zu folgender Inkonsistenz führen. Die sich durch das Mischen einstellende chemische Zusammensetzung bewirkt eine Verringerung des Temperaturgradienten ∇, so daß die betroffenen Schichten nach dem Mischen stabil sind. Schwarzschild und Härm (1958) folgerten, daß in solchen Schichten nur soweit gemischt werden darf, bis sich eine chemische Zusammensetzung einstellt, die zu *marginaler Stabilität* mit $\nabla_{\rm ad} = \nabla = \nabla_{\rm rad}$ führt. Dabei ist $\nabla_{\rm rad}$ der radiative Temperaturgradient

$$\nabla_{\rm rad} = \frac{3}{16\pi acG}\frac{\kappa l_r P}{mT^4}. \tag{3.9}$$

Die chemische Zusammensetzung geht darin maßgeblich über die Opazität κ ein.

In einer linearen lokalen Stabilitätsanalyse fand Kato (1966), daß in den betroffenen Schichten eine Instabilität einsetzt, die nichts mit Konvektion zu tun hat und nur in thermisch dissipativen Medien auftritt. In chemisch inhomogenen Schichten, in denen die Bedingung für Semikonvektion vorliegt, entdeckte er eine *oszillatorische Instabilität* oder *Überstabilität*, welche eine chemische Zusammensetzung marginaler Stabilität mit $\nabla_{\rm rad} = \nabla_{\rm ad}$ einzustellen strebt. Dies ist der Grund dafür, daß in den neueren Rechnungen zur Entwicklung massereicher Sterne oft Semikonvektion "nach dem Schwarzschild-Kriterium" (Stothers & Chin 1976) behandelt wird, d.h. daß die chemische Struktur der Schichten mit Hilfe des Kriteriums $\nabla_{\rm ad} = \nabla_{\rm rad}$ bestimmt wird. Allerdings wird dabei die Zeitskala, auf der das semikonvektive Mischen abläuft, nicht berücksichtigt, sondern vielmehr instantanes Mischen angenommen.

Die Tatsache, daß die Überstabilität nur in thermisch dissipativen Medien auftritt, deutet bereits an, daß der durch diese Instabilität angeregte Mischprozeß auf thermischen Zeitskalen abläuft. Langer et al. (1983) erhielten, aufbauend auf Katos (1966) Arbeit, einen Diffusionskoeffizienten

$$D_{\rm sk} = \frac{\alpha_{\rm sk}K}{6c_P\rho}\frac{\nabla - \nabla_{\rm ad}}{\nabla_{\rm L} - \nabla} \tag{3.10}$$

für die Semikonvektion, wobei $K = 4acT^3/3\kappa\rho$ ist. $\alpha_{\rm sk}$ ist ein Effizienzätsparameter der Größenordnung 1. Daraus ergibt sich für die Mischzeitskala einer Semikonvektionszone der Dicke d

$$\tau_{\rm sk} \approx \frac{d^2}{D_{\rm sk}} = \frac{6}{\alpha_{\rm sk}}\tau_{\rm th}\frac{\nabla_{\rm L} - \nabla}{\nabla - \nabla_{\rm ad}}, \tag{3.11}$$

wobei

$$\tau_{\rm th} = c_P\rho d^2/K \tag{3.12}$$

die lokale thermische Zeitskala der Semikonvektionszone ist. Langer et al. (1983) bestimmten auch den Energietransport durch Semikonvektion und erhielten daraus einen Ausdruck für den Temperaturgradienten ∇ in Semikonvektionsgebieten. Der Energietransport ist jedoch so ineffektiv, daß sich in Semikonvektionszonen in guter

Näherung der radiative Temperaturgradient $\nabla_{\rm rad}$ einstellt. Dies wird auch in der vorliegenden Arbeit angenommen.

Langer et al. (1985) zeigten, daß die Berücksichtigung der Mischzeitskala nach Gl. (3.11) in Form eines Diffusionsprozesses erhebliche Unterschiede zu Rechnungen mit instantanem semikonvektiven Mischen ergibt. Einer der deutlichsten Unterschiede tritt während des zentralen Heliumbrennens auf. Da der Heliumkern durch die Wasserstoffschalenquelle seine Masse vergrößert und nach der Heliumkernmasse-Leuchtkraft-Beziehung (Langer 1989a) seine Leuchtkraft erhöht, werden die stabilen radiativen Gebiete oberhalb des konvektiven Kerns überadiabatisch ($\nabla_{\rm rad} \sim l_r$, Gl.3.9). Im Falle instantanen Mischens bewirkt die Semikonvektion eine Homogenisierung dieser Schichten, in deren Folge sich der konvektive Kern vergrößert. Bei Berücksichtigung der semikonvektiven Zeitskala kann das Mischen jedoch den μ-Gradienten wegen des gleichzeitig ablaufenden Heliumbrennens nicht abbauen. Diese so erzeugte μ-Barriere verhindert ein Anwachsen des konvektiven Kerns, woraus u.a. eine kürzere Brenndauer des zentralen Heliumbrennens und ein zum Ende des Heliumbrennens kleinerer C/O-Kern resultiert.

Diese Situation ist analog zu der eines masseakkretierenden Hauptreihensterns in Binärsystemen. Durch die Massenzunahme des Sterns erhöht sich mit der Masse-Leuchtkraft-Beziehung für Hauptreihensterne (Abschnitt 4.2.2) auch die Leuchtkraft l_r, wodurch die chemisch inhomogenen Bereiche oberhalb des konvektiven Kerns überadiabtisch werden und Semikonvektion einsetzt. Semikonvektion wird damit, wie bereits Hellings (1983, 1984) erkannte, zum dominierenden Mischprozeß in masseakkretierenden Sternen. Der Einfluß der Zeitskala semikonvektiven Mischens auf die Entwicklung des Masseempfängers eines Binärsystems stellt einen Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit dar und wird in Kapitel 4 ausführlich untersucht.

3.3 Thermohalines Mischen

In Ozeanen kann durch großräumige Strömungen eine Situation auftreten, in der warmes salzhaltiges Wasser über kälterem Frischwasser geschichtet ist (Smith 1995). Obwohl das Salzwasser bei gleicher Temperatur eine höhere Dichte als das Frischwasser hat, kann ein ausreichend großer negativer Temperaturgradient die Schichtung nach dem Ledouxkriterium *dynamisch* stabilisieren. Dennoch ist eine solche Schichtung nicht völlig stabil. Es setzt eine *säkulare Instabilität* ein, die erstmals in ozeanographischen Arbeiten anhand der in Wasser auftretenden *Salzfinger-Instabilitäten* theoretisch untersucht wurde (Stern 1960). Auch für das Auftreten dieser Instabilität sind thermische Dissipationseffekte entscheidend. Während nach Gl. (3.7) die Dichte eines z.B. abwärts ausgelenkten Massenelements nach dem Ledoux-Kriterium zunächst geringer als die seiner Umgebung ist, bleibt seine Temperatur wegen $\nabla < \nabla_{\rm ad}$ höher. Das Element strahlt in seine Umgebung ab, wird kälter, damit dichter und sinkt weiter. Dieser Prozeß wird als *thermohalines Mischen* bezeichnet[1].

[1]Stern (1960) und einige andere Autoren benutzten den Begriff “thermohaline Konvektion”. Da es sich nicht um eine dynamische Instabilität handelt, wird in der vorliegenden Arbeit dem Begriff

In Sternen kann eine ähnliche Situation auftreten, in der die Temperaturgradienten mit $\nabla_{\rm ad} > \nabla$ einen negativen μ-Gradient stabilisieren können, d.h. (siehe Abbildung 3.1)

$$\nabla_\mu < 0, \quad \nabla < \nabla_{\rm ad} + \frac{\varphi}{\delta}\nabla_\mu. \tag{3.13}$$

Ulrich (1972) und Kippenhahn et al. (1980) studierten das in einer solchen Situation auftretende thermohaline Mischen in Sternen u.a. für die in Doppelsternen relevante Akkretion von heliumreichem Material auf Hauptreihensterne (siehe Kapitel 5). In beiden Arbeiten wurde für das thermohaline Mischen eine im Vergleich zur nuklearen Entwicklung sehr kurze Mischzeitskala gefunden. Aus diesem Grund wurde in bisherigen Doppelsternrechnungen fast immer ein instantanes vollständiges Mischen der betroffenen Zonen angenommen. Zu diesem Punkt sind jedoch zwei Bemerkungen notwendig:

- Das thermohaline Mischen wurde von Ulrich (1972) und Kippenhahn et al. (1980) als Diffusionsprozeß modelliert. Die in den Diffusionskoeffizienten eingehenden thermodynamischen Größen (Temperatur, Dichte, Opazität, ...) wurden dabei nur an einer als repräsentativ angesehenen Stelle bestimmt. Weder der Verlauf des Diffusionskoeffizienten im Stern noch die Reaktion der Sternstruktur auf das Mischen wurden dabei berücksichtigt.

- Die so bestimmten Mischzeitskalen sind zwar klein gegen nukleare Zeitskalen, jedoch nicht gegen die Massentransferzeitskala in Doppelsternen. Es ist während der Akkretion also damit zu rechnen, daß Helium in den äußeren Schichten angereichert bleibt (Sarna 1992a). Dies kann u.a. die Radiusentwicklung des Sekundärsterns beeinflussen (Abschnitt 5.2.1).

Im folgenden wird dargelegt, wie thermohalines Mischen in den Rechnungen der vorliegenden Arbeit berücksichtigt wurde. Grundlage für die Berechnung des Diffusionskoeffizienten des thermohalinen Mischens sind die Arbeiten von Stern (1960), Ulrich (1972) und Kippenhahn et al. (1980). Wie bei der Konvektion und der Semikonvektion wird auch hier der Diffusionskoeffizient im Bild auf- und absteigender Massenelemente aus deren mittlerer Geschwindigkeit und einer für den Mischprozeß charakteristischen "Mischungsweglänge", nach der die Massenelemente ihre Identität verlieren, bestimmt. Stern (1960) und Ulrich (1972) zeigten, daß in stellarer Umgebung der Mischprozeß durch thermisch limitierte Moden dominiert wird, deren Wachstum durch die Rate bestimmt ist, mit der ein Massenelement den Temperaturexzeß zu seiner Umgebung abbauen kann. Kippenhahn (1974) berechnete für die Geschwindigkeit, mit der sich ein solches Massenelement bewegt,

$$v_\mu = \frac{\varphi H_P}{\delta\left(\nabla_{\rm ad} - \nabla\right)\tau^*_{\rm th}} \frac{D\mu}{\mu}. \tag{3.14}$$

"thermohalines Mischen" der Vorzug gegeben.

Dabei ist $D\mu$ der Unterschied des Molekulargewichts des Elements zu seiner Umgebung und $\tau_{\rm th}^{*} = c_P \rho d^2/12K$ die thermischen Zeitskala eines Massenelements mit dem Durchmesser d [2]. Zur Bestimmung der zurückgelegten Weglänge eines solchen Massenelements betrachteten Kippenhahn et al. (1980) das Strömungsmuster in seiner Umgebung. Sie fanden, daß sich um das Massenelement ein zirkuläres Strömungsmuster bildet, dessen Geschwindigkeiten vergleichbare Größenordung haben wie die Sinkgeschwindigkeit des Elements selbst. Sie folgerten, daß ein Massenelement sich nach einer mittleren freien Weglänge L, die seinem Durchmesser entspricht, auflöst ("self destruction"). Damit erhielten sie einen Diffusionskoeffizienten für das thermohaline Mischen von

$$D_{\rm thm} = v_\mu L = \frac{\varphi H_P L}{\delta\left(\nabla_{\rm ad} - \nabla\right)\tau_{\rm th}^{*}} \frac{D\mu}{\mu} \tag{3.15}$$

Definiert man $D\mu$ als den mittleren Wert des Molekulargewichts über eine Strecke L in einer Schicht mit $\nabla_\mu < 0$, erhält man schließlich mit $d = 2L$ den in der vorliegenden Arbeit verwendeten Diffusionskoeffizienten

$$D_{\rm thm} = -\alpha_{\rm thm} \frac{3K}{2c_P\rho} \frac{\frac{\varphi}{\delta}\nabla_\mu}{\nabla_{\rm ad} - \nabla}, \tag{3.16}$$

wobei auch hier ein Effizienzätsparameter $\alpha_{\rm thm}$ der Größenordung 1 eingeführt wird.

Berücksichtigt man, daß in Semikonvektionszonen meist $\frac{\varphi}{\delta}\nabla_\mu \gg \nabla_{\rm ad} - \nabla$ gilt, werden im Vergleich der Diffusionskoeffizienten Gl. (3.10) und Gl. (3.16) die vertauschten Rollen der Molekulargewichts- und Temperaturgradienten bei der Bestimmung der Stabilität einer Schicht besonders deutlich.

Auch für das thermohaline Mischen wird angenommen, daß es einen vernachlässigbaren Anteil zum Energietransport beiträgt, da sich die Massenelemente aufgrund der Natur der Instabilität stark nichtadiabatisch bewegen. Daher wird angenommen, daß der Temperaturgradient in säkular instabilen Schichten der radiative Temperaturgradient $\nabla = \nabla_{\rm rad}$ ist.

Mit der oben beschriebenen Formulierung als Diffusionsprozeß wird in der vorliegenden Arbeit erstmals die Zeitskala des thermohalinen Mischens physikalisch selbstkonsistent berücksichtigt. Insbesondere werden die Auswirkungen auf den Sekundärstern während der Massentransferphase untersucht (siehe Kapitel 5).

3.4 Rotationsinduziertes Mischen in Doppelsternen

In der vorliegenden Arbeit wird, wie in den meisten Sternentwicklungsrechnungen bisher, der Einfluß von Rotation vernachlässigt. In massereichen Einzelsternen können aber die durch Rotation in großer Vielzahl hervorgerufenen Mischprozesse (Zahn 1994) einen erheblichen Einfluß auf deren Entwicklung haben (siehe z.B.

[2] Der Faktor 1/12 im Vergleich zu Gl. (3.12) ergibt sich aus der unterschiedlichen Geometrie beider Situationen.

Endal & Sofia 1976, 1978, 1981; Pinsonneault et al. 1989, Fliegner & Langer 1995, Fliegner et al. 1996). In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, daß die Komponenten von Doppelsternen in vielen Fällen zumindest während der Hauptreihenentwicklung langsamer rotieren als Einzelsterne und hier die Vernachlässigung der Rotation somit gerechtfertigt ist.

Das Potential, in dem sich die Komponenten eines Binärsystems befinden, kann nach Kopal (1978) in erster Näherung in die Potentiale der Eigenrotation[3], der Bahnbewegung und der Gravitation der Sternmassen zerlegt werden. Daher soll im folgenden angenommen werden, daß die Auswirkungen der Eigenrotation auf Einzelsterne und Doppelsternkomponenten ähnlich sind und graduell von der Rotationsgeschwindigkeit abhängen (Fliegner et al. 1996).

Während die Rotationsgeschwindigkeiten von massereichen Einzelsternen Werte bis nahe ihrer kritischen Rotationsgeschwindigkeit

$$\omega_{\mathrm{krit}} = \sqrt{\frac{GM}{R^3}}\,(1 - \Gamma_{\mathrm{Edd}}) \tag{3.17}$$

aufweisen (Conti & Ebbets 1977, Fukuda 1982, Gray 1992, Herrero et al. 1992), unterliegen Komponenten von Doppelsternen häufig einer Einschränkung. In Binärsystemen führen Gezeitenkräfte zu einer Synchronisation der Eigenrotation der Komponenten mit der Bahnbewegung (Abschnitt 2.1). Die Zeitskala auf der Synchronisation erreicht wird, hängt stark von der Struktur der Komponenten und deren Bahnabstand ab. Zahn (1975, 1977) berechnete die Synchronisationszeitskala für Hauptreihensterne mit Massen im Bereich $1.6M_\odot < M < 33M_\odot$, d.h. solche mit konvektiven Kernen und radiativen Hüllen, und fand, daß Synchronisation der massereicheren Komponente für $A/R \lesssim 6.5f(q)$ stattfindet. Dabei ist A der Bahnabstand und $q = M_2/M_1$ das Massenverhältnis der masseärmeren zur massereicheren Komponente. Für die masseärmere Komponente ist entsprechend der Kehrwert von q einzusetzen. Der Wert 6.5 wurde empirisch aus Sternmodellen bestimmt (mit $q = 1$) und $f(q) = (1+q)^{1/3}q^{4/17}((1+q)/2)^{5/51}$. Durch die Strukturänderung mit dem Fortschreiten der Entwicklung eines massereichen Sterns verringert sich die Wirkung der Gezeitenkräfte (Zahn 1977). Daher findet Synchronisation nur statt, wenn die obige Bedingung zu Beginn der Hauptreihenentwicklung erfüllt ist.

Tassoult (1987, 1988, 1995) fand einen weiteren Mechanismus der Synchronisation, der auf noch kürzeren Zeitskalen wirkt als der von Zahn (1975, 1977). Er beruht auf meridionalen Strömungen, die durch die Asymmetrie des Potentials in Binärsystemen hervorgerufen werden. Demnach ist das Verhältnis von Bahnabstand und Radius unterhalb dem Synchronisation eintritt größer als bei Zahn (1977).

Um die Binärsysteme charakterisieren zu können, in denen die Bedingung zur Synchronisation der Komponenten erfüllt ist, ist folgende Umformulierung sinnvoll:

$$\frac{A}{R} = \frac{A}{R_{\mathrm{L}}}\frac{R_{\mathrm{L}}}{R} < 6.5f(q) \Leftrightarrow \frac{R_{\mathrm{L}}}{R} < 6.5\frac{R_{\mathrm{L}}}{A}f(q). \tag{3.18}$$

[3] sofern das Rotationsgesetz ein Potential besitzt.

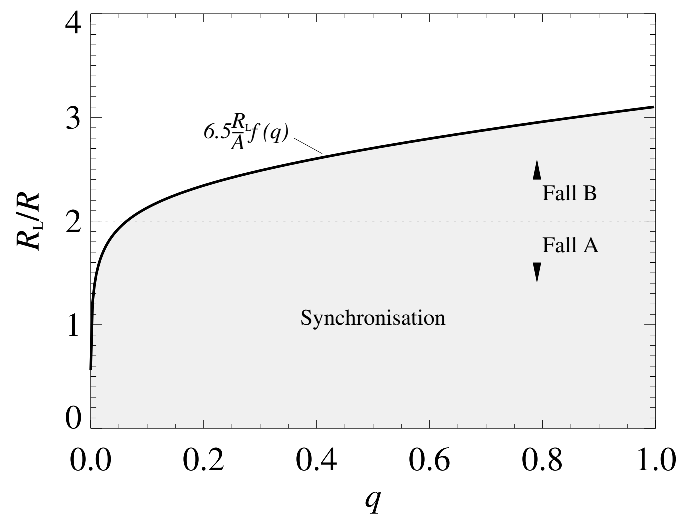

Abbildung 3.2: Maximaler Roche-Radius R_{L}, bei dem eine Komponente eines Binärsystems synchronisiert wird, in Einheiten des Hauptreihenradius R und als Funktion des Massenverhältnisses q ($q < 1$ für die massereichere Komponente). Komponenten eines Binärsystems werden nach Zahn (1977) synchronisiert, wenn auf der Hauptreihe $R_{\mathrm{L}}/R < 6.5\frac{R_{\mathrm{L}}}{A}f(q)$. Für die Primärkomponente von Fall A Systemen gilt $R_{\mathrm{L}}/R \lesssim 2$.

Dabei ist R_{L} der Roche-Radius der jeweils betrachteten Komponente; die Funktion R_{L}/A hängt nur vom Massenverhältnis q ab (siehe Abschnitt 2.1). In Abbildung 3.2 ist die Funktion $6.5\frac{R_{\mathrm{L}}}{A}f(q)$ dargestellt.

Mit der groben Abschätzung, daß massereiche Sterne bis zum Ende ihrer Hauptreihenphase ihren Radius ungefähr verdoppeln[4], kann in Fall A Systemen der Roche-Radius der Primärkomponente zu Beginn der Hauptreihe höchstens $R_{\mathrm{L}} = 2R$ sein. Daher wird diese Komponente sicher synchronisiert. Da die Funktion in Abbildung 3.2 für $q > 1$ weiter ansteigt, wird die masseärmere Komponente, obwohl deren Radius kleiner ist, für nicht zu extreme Massenverhältnisse ebenfalls synchronisiert werden. In den Fall B Systemen hingegen wird eine Synchronisation beider Komponente nur für die frühen Systemen auftreten. Aber auch wenn keine vollständige Synchronisation eintritt, werden die Gezeitenkräfte die Rotationsgeschwindigkeiten der Komponenten zumindest verringern. Darüberhinaus sind in diesen Abschätzungen die Ergebnisse von Tassoult (1987, 1988, 1995) nicht berücksichtigt. Daher kann davon ausgegangen werden, daß auch in den meisten Fall B Systemen Synchronisation der Komponenten oder zumindest eine Verringerung ihrer Rotationsgeschwindigkeit stattfindet.

Es ist jedoch zu bedenken, daß die Gezeitenkräfte besonders effektiv in den äußeren Schichten der Komponenten wirken (Zahn 1977), womit nicht klar ist, ob der gesamte Stern starr rotiert oder Hülle und Kern entkoppelt sind. Damit verknüpft ist auch die Frage, in welcher Entwicklungsphase die Synchronisation stattfindet, z.B

[4]Dies gilt nicht für Systeme mit signifikanten Windmassenverlusten.

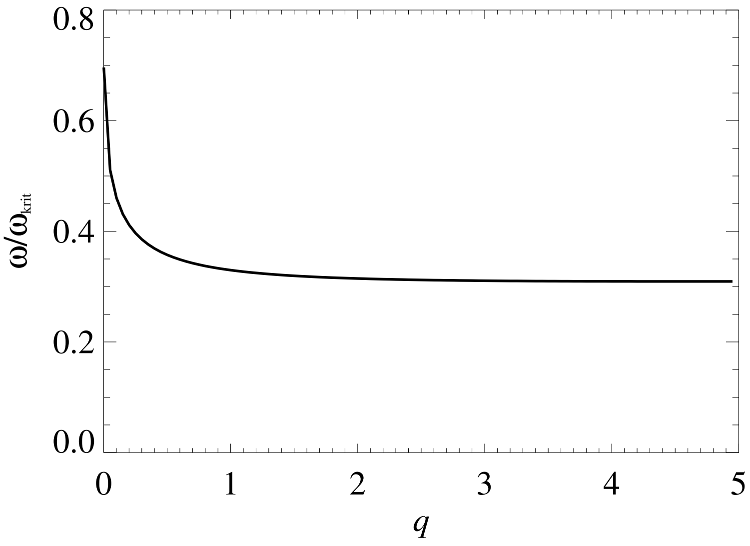

Abbildung 3.3: Maximal mögliche Rotationsgeschwindigkeit (siehe Text) einer synchron rotierenden Doppelsternkomponente der Masse M_1 als Funktion des Massenverhältnisses $q = M_1/M_2$ und in Einheiten der kritischen Rotation.

ob zu Beginn oder schon vor der Hauptreihenentwicklung (Zahn & Bouchet 1989).

Sind die Komponenten eines Binärsystems synchronisiert, ergibt sich mit Hilfe des 3. Keplerschen Gesetzes ihre Rotationsgeschwindigkeit zu

$$\frac{\omega}{\omega_{\rm krit}} = \sqrt{1+q}\left(\frac{R_L}{A}\right)^{\frac{3}{2}}\left(\frac{R}{R_L}\right)^{\frac{3}{2}}(1-\Gamma_{\rm Edd})^{-1}\,. \tag{3.19}$$

Abbildung 3.3 zeigt die nur von q abhängende Funktion $\sqrt{1+q}\,(R_L/A)^{\frac{3}{2}}$. Mit dem Roche-Radius als maximal möglichen Radius des Sterns ist dies die maximale Rotationsgeschwindigkeit, die synchron rotierende Komponenten eines Binärsystem haben können (wenn $\Gamma_{\rm Edd} \ll 1$)[5].

Daraus erhält man für Fall A Systeme ($0.5 < (R/R_L) < 1$, s.o.) mit nicht zu extremen Massenverhältnis, z.B. $q > 0.2$, Rotationsgeschwindigkeiten zwischen 10 und 40% der kritischen Rotationsgeschwindigkeit. Da die obere Grenze nur für sehr frühe Fall A Systeme, sehr ungleiche Massenverhältnisse und dann auch nur für die massereichere Komponente gilt, kann gefolgert werden, daß die Komponenten in einem Großteil der engen Binärsystemen mit $\lesssim 20\%$ der kritischen Rotationsgeschwindigkeit und damit im Durchschnitt deutlich langsamer als Einzelsterne rotieren. Für Fall B Systeme mit $R/R_{\rm L} < 0.5$ ergeben sich sogar noch kleiner Rotationsgeschwindigkeiten von unter 14% der kritischen Rotationsgeschwindigkeit.

In den meisten Komponenten enger massereicher Doppelsterne ist also die Rotationsgeschwindigkeit auf der Hauptreihe $\lesssim 20\%$ ihrer kritischen Rotationsgeschwin-

[5] Für $q \to 0$ erwartet man zunächst $\omega/\omega_{\rm krit} \to 1$. Das Zustandekommen eines Wertes < 1 wird in Abschnitt 2.1 erklärt.

digkeit. Derart geringe Rotationsraten haben einen nur geringen Einfluß auf die Entwicklung eines Sterns (Fliegner & Langer 1995).

Dennoch sind einige Unterschiede zu Einzelsternen zu beachten, insbesondere in den späten Entwicklungsphasen von Doppelsternen. Zum Beispiel kann durch den Transport von Drehimpuls durch die akkretierte Materie auf den Masseempfänger (Packet 1981) die Sekundärkomponente nach dem Massentransfer eine hohe Rotationsgeschwindigkeit erreichen. Dies ist eine der Möglichkeiten zur Erzeugung von Be Sternen in Binärsystemen, z.B von Be/Röntgen Doppelsternen (Rappaport & van den Heuvel 1982). Vanbeveren et al. (1994) diskutierten die Entwicklung eines Sekundärsterns, der durch die bei hohen Rotationsgeschwindigkeiten ausgelösten Mischprozesse nach dem Massentransfer komplett durchmischt wird.

3.5 Weitere Mischprozesse

Während bisher Mischprozesse besprochen wurden, die in sphärisch symmetrischen bzw. rotationssymmetrischen Sternen auftreten, wird im folgenden kurz auf Mischprozesse eingegangen, die durch Abweichungen von axialer Symmetrien entstehen, wie sie nur in Binärsystemen auftreten können.

Ein Effekt wurde bereits im vorherigen Abschnitt angesprochen. In einem Binärsystem sind die Komponenten in Richtung ihrer Verbindungsachse verformt. In einer nicht synchron rotierenden Komponente führt dies zu meridionalen Strömungen in einer oberflächennahen Schicht des Sterns (Tassoult & Tassoult 1992). Dieser Mischprozeß verschwindet jedoch, sobald synchrone Rotation erreicht ist.

Eine weitere Asymmetrie in Binärsystemen entsteht durch gegenseitige Bestrahlung der Komponenten, wodurch die Oberflächen einseitig aufgeheizt werden. Kippenhahn und Thomas (1979) fanden, daß in dem Röntgendoppelstern HZ Her/Her X-1 daraus großräumige Materieströmungen entstehen, die Energie von der aufgeheizten Seite von HZ Her auf die im Schatten liegende Seite transportieren. Aufgrund der sehr viel geringeren Bestrahlungsleistung der in der vorliegenden Arbeit betrachteten Binärsystemen spielt dieser Prozeß hier keine Rolle. Das von Kippenhahn und Thomas (1979) beschriebene Modell kann aber auf eine andere Situation in Doppelsternen angewendet werden. In Binärsystemen wird die von einer Komponente verlorene Materie in einem dünnen Strahl in Richtung der anderen Komponente abgegeben. Trifft der Materiestrom die akkretierende Komponente direkt (Abschnitt 2.5), wird deren Oberfläche einseitig aufgeheizt ("hot spot", Ulrich & Burger 1976). Sarna (1992a) wendete das Modell für HZ Her von Kippenhahn & Thomas (1979) auf die masseakkretierenden Komponenten in Algol-Systemen an und fand, daß dadurch ein effektiver Mischprozeß in einer dünnen Oberflächenschicht hervorgerufen wird ("accretion effect").

Allen oben beschriebenen, durch Abweichung von der Rotationssymmetrie hervorgerufenen Mischprozessen ist gemeinsam, daß sie nur in einer im Verhältnis zum Radius dünnen Schicht nahe der Sternoberfläche effektiv wirken. Sie werden daher in den Rechnungen der vorliegenden Arbeit vernachlässigt.

3.6 Implementierung der Mischprozesse

In den Rechnungen für die vorliegende Arbeit sind nur die unter 3.1– 3.3 beschriebenen Mischprozesse berücksichtigt, da sie für die betrachteten Sterne die größte Relevanz besitzen. Mit den drei Diffusionskoeffizienten D_{konv}, D_{sk} und D_{thm} (Gl. 3.6, 3.10, 3.16) für Konvektion in der erweiterten Mischungswegtheorie, Semikonvektion und thermohalines Mischen und der Diffusionsgleichung Gl. (A.1), sowie der Bestimmung der sich einstellen Temperaturgradienten stehen die Mittel zur Verfügung, um diese Mischprozesse selbstkonsistent zu beschreiben. Details der Implementierung und Lösung der Diffusionsgleichung sind im Anhang A dargestellt.

Kapitel 4

Mischprozesse in akkretierenden massereichen Hauptreihensternen

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Entwicklung der Sekundärkomponente, d.h. des Masseempfängers, während und nach der Massentransferphase in einem Binärsystem. Um den Aufwand der Berechnung kompletter Binärmodelle zu vermeiden, wurden Einzelsternrechnungen eines masseakkretierenden Sternmodells durchgeführt und die den Massentransfer charakterisierenden Größen, nämlich der zentrale Wasserstoffgehalt zum Zeitpunkt der Akkretion und die Masse akkretierten Materials, in einer Parameterstudie variiert (Braun & Langer 1995a).

Seit den grundlegenden Arbeiten von Hellings (1983, 1984) wird für die Entwicklung von Sekundärkomponenten im zentralen Wasserstoffbrennen gewöhnlich angenommen, daß die Massenakkretion durch den L_1-Massenverlust der Primärkomponente zu einer sogenannten "Verjüngung" der Sekundärkomponente führt, d.h. daß sich der zentrale Wasserstoffgehalt deutlich erhöht. Hellings (1983) fand weiterhin, daß, nachdem die Massenakkretion beendet war, die chemische Struktur des Sterns nahezu identisch war mit der eines Einzelsterns entsprechender Masse (vgl. auch Vanbeveren 1990). Dieses Ergebnis hat insbesondere die Konsequenz, daß die weitere Entwicklung der Sekundärkomponente nahezu ununterscheidbar von der Entwicklung eines entsprechenden Einzelsterns ist, d.h. das der Stern kein Anzeichen seiner masseärmeren Vergangenheit behält.

In diesem Kapitel soll die Frage untersucht werden, ob Anzeichen der Massenzunahme in der Struktur eines masseakkretierenden Sterns aus folgendem Grund bestehen bleiben können. Ein Hauptreihenstern, der seine Masse erhöht, erhöht nach der Masse-Leuchtkraft-Beziehung für Hauptreihensterne (Kippenhahn & Weigert 1991) auch seine thermische Gleichgewichtsleuchtkraft. Als Konsequenz wird der konvektive Kern dazu tendieren ebenfalls in Masse zu wachsen. Wenn die Masse des konvektiven Kerns für einige Zeit während des zentralen Wasserstoffbrennens konstant bliebe, würde sich eine Diskontinuität im mittleren Molekulargewicht am Rand des konvektiven Kerns ausbilden. Dieselbe Situation tritt auf, wenn der konvektive Kern sich mit der Zeit in Masse vergrößert. Daher wird die Akkretion von Materie auf einen massereichen Hauptreihenstern eine sehr große Molekulargewichtsbarriere

(μ-Barriere) oberhalb des konvektiven Kerns erzeugen.

Aus diesem Grund wird die weitere Entwicklung eines masseakkretierenden Hauptreihensterns stark davon beeinflußt werden, welche Effizienz für Konvektion in Bereichen variierenden Molekulargewichts angenommen wird (siehe Kapitel 3). Obwohl Hellings (1983, 1984) mehrere verschiedene numerische Verfahren zur Behandlung von Semikonvektion untersuchte (siehe Stothers 1970), nahm er für das Einsetzen von Konvektion immer das Schwarzschild-Kriterium an. Daher ist in seiner Untersuchung der Einfluß von Molekulargewichtsgradienten nicht berücksichtigt. In Aussicht der weitreichenden Schlußfolgerungen von Hellings (1983, 1984) und der vielfältigen Anwendung seiner Resultate ist es also sinnvoll und notwendig, die Entwicklung masseakkretierender massereicher Hauptreihensterne erneut und unter Berücksichtigung der Einflüsse von Molekulargewichtsbarrieren auf die Konvektion zu untersuchen.

4.1 Physikalische Annahmen und Rechenmethode

Wie bei Hellings (1983) wurden Rechnungen durchgeführt, in denen massereiche Hauptreihensterne (Anfangsmasse $M_{\rm i} \approx 10 \ldots 25 M_\odot$) mit einer konstanten Rate $\dot{M}$ während eines Zeitraums $\tau_{\rm akk}$ Masse akkretieren (vergleiche Tabelle 4.1). Dazu wurde der in Abschnitt 2.2 beschriebene hydrodynamische Sternentwicklungscode verwendet. Für die chemische Zusammensetzung der akkretierten Materie wurde angenommen, daß diese der Oberflächenchemie des akkretierenden Sterns entspricht. Für die Behandlung von Konvektion und Semikonvektion wurde, wie in Kapitel 3 beschrieben, eine Diffusionsgleichung gelöst, mit dem entsprechenden Diffusionskoeffizienten der Semikonvektion (Gl. 3.10).

Mit einem Effizienzparameter $\alpha_{\rm sk} \gg 1$ erhält man damit den Fall "Semikonvektion nach dem Schwarzschild-Kriterium", wie er auch von Hellings (1983) verwendet wurde. In den für dieses Kapitel durchgeführten Rechnungen wurde ein $\alpha_{\rm sk}$ aus dem Bereich $0.04 \ldots 0.01$ verwendet. Dieser Wert ergibt sich aus den Ergebnissen früherer Rechnungen massereicher Einzelsterne z.B. von Langer et al. (1989) oder Langer (1991). Einen kleinen Wert des Effizienzparameters $\alpha_{\rm sk}$ erhält auch Spruit (1992) aus einem Semikonvektionsmodell.

4.2 Einfluß der Semikonvektion auf die Verjüngung

4.2.1 Beschreibung des allgemeinen Bildes

Die meisten Rechnungen wurden für Sterne des Massenbereichs 12 bis $20 M_\odot$ durchgeführt (vgl. Tabelle 4.1). Durch die Wahl der Metallizität $Z = Z_\odot/4$ spielen Windmassenverluste eine nur geringe Rolle (siehe Abschnitt 2.2.4). Die Parameter, die in den Untersuchungen für dieses Kapitel variiert wurden, sind (s. Tabelle 4.1 und

Tabelle 4.1: Verschiedene Größen, die die berechneten Modellsequenzen beschreiben. Die Symbole bedeuten: M_i: Anfangsmasse, ΔM: akkretierte Masse, Y_akk: zentraler Heliumgehalt zu Beginn der Akkretion, α_sk: Effizienzparameter für die Semikonvektion, τ_H: Zeitdauer des zentralen Wasserstoffbrennens, τ_He: Zeitdauer des zentralen Heliumbrennens, $\Delta L/L$: relative Leuchtkrafterhöhung durch die Massenerhöhung, $M_\mathrm{He,A}$: Anfängliche Masse des Heliumkerns, $M_\mathrm{He,A}$ (rel.): Anfängliche Masse des Heliumkerns relativ zum Kern eines Einzelsterns gleicher Masse $M_\mathrm{i} + \Delta M$, $M_\mathrm{He,E}$: Endmasse des Heliumkerns ($T_\mathrm{c} = 6 \cdot 10^8$), $M_\mathrm{C/O,A}$: Anfangsmasse des C/O-Kerns, $M_\mathrm{C/O,E}$: ungefähre Endmasse des C/O-Kerns ($T_\mathrm{c} = 6 \cdot 10^8$), $T_\mathrm{eff,He}$: Ungefähre Effektivtemperatur T_eff/K während des zentralen Heliumbrennens, $T_\mathrm{eff,E}$: Effektivtemperatur T_eff/K zum Ende der Entwicklung ($T_\mathrm{c} = 6 \cdot 10^8$).

Nr.	M_i	ΔM	Y_acc	α_sk	τ_H	$\Delta L/L$	$M_\mathrm{He,A}$	$M_\mathrm{He,A}$ (rel.)
	$M_\odot$	$M_\odot$			10^6yr		$M_\odot$	
1	12	8	0.70	0.04	16.34	2.07	4.0	1.00
2	12	8	0.70	0.02	14.85	2.06	2.1	0.52
3	12	8	0.70	0.01	13.50	2.06	2.3	0.56
4	12	8	0.70	0.00	13.00	2.08	2.4	0.60
5	12	8	0.84	0.04	17.65	1.85	4.0	1.00
6	15	5	0.70	0.01	10.65	0.78	3.3	0.83
7	17	3	0.70	0.01	9.11	0.34	3.6	0.90
8	20	3	0.50	0.04	8.06	0.34	4.9	1.00
9	20	3	0.70	0.04	8.43	0.28	4.9	1.00
10	20	3	0.84	0.04	8.18	0.22	4.5	0.92
11	20	3	0.92	0.04	8.01	0.22	4.2	0.86
12	20	8	0.84	0.04	9.34	0.73	4.5	
13	20	12	0.84	0.04	9.81	1.23	8.8	
14	20	Einzelstern		0.01	7.76		4.0	1.00
15	23	Einzelstern		0.04	6.90		4.9	1.00

Nr.	τ_He	$M_\mathrm{He,E}$	$M_\mathrm{C/O,A}$	$M_\mathrm{C/O,E}$	$\log T_\mathrm{eff,He}$	$\log T_\mathrm{eff,E}$
	10^6yr	$M_\odot$	$M_\odot$	$M_\odot$		
1	0.33	5.8	2.3	2.7	3.64	3.64
2	1.41	4.6	0.8	1.7	4.35	4.28
3	1.34	3.8	0.8	1.6	4.38	4.43
4	1.32	3.8	0.9	1.6	4.40	4.42
5						
6	0.94	4.6	1.4	2.0	4.34	4.40
7	0.79	5.4	2.0	2.3	4.30	4.32
8						
9						
10						
11	0.72	6.2	2.0	2.4	4.31	4.34
12						
13						
14	0.33	5.8	2.3	2.8	3.64	3.64
15						

Abschnitt 4.3): Die Gesamtmasse $\Delta M = \dot{M}\tau_{\mathrm{akk}}$ des akkretierten Materials, der zentrale Heliumgehalt Y_{akk} zu Beginn der Akkretion und der Effizienzparameter α_{sk} der Semikonvektion. Für die Akkretionsraten wurden die Werte $\dot{M} = 10^{-3}M_{\odot}/\mathrm{a}$ und $\dot{M} = 10^{-4}M_{\odot}/\mathrm{a}$ verwendet, was ungefähr den in realistischen Doppelsternmodellen auftretenden Massentransferraten entspricht (Kapitel 8). Der genaue Wert der Akkretionsraten stellte sich als relativ unwichtig für die betrachtete Problematik heraus. Bekanntermaßen führen höhere Akkretionsraten zu einer höheren Überleuchtkraft der akkretierenden Sterne während der Massentransferphasen (Ulrich & Burger 1976, Kippenhahn & Meyer-Hofmeister 1977, Neo et al. 1977, Hellings 1983). Davon sind jedoch nur die äußeren Bereiche des Sterns betroffen. Insbesondere die Schichten in der Nähe des konvektiven Kerns werden nicht überleuchtkräftig (d.h. leuchtkräftiger als in Phasen, in denen der gesamte Stern im thermischen Gleichgewicht ist; siehe auch Neo et al. 1977 und Hellings 1983). Daher wird das chemische Profil kaum von diesem Prozeß beeinflußt und die Überleuchtkraft spielt hier keine Rolle. Dies wird auch in den für die vorliegende Arbeit durchgeführten Rechnungen bestätigt. Da die Zeitskala der Massenakkretion kurz gegen die nukleare Zeitskala des akkretierenden Sterns ist (τ_{akk} ist einige 10000 Jahre), ist der einzige wichtige Parameter, mit dem die Akkretionsphase beschreiben werden kann, die Gesamtmasse des akkretierten Materials ΔM.

Wenn ein massereicher Hauptreihenstern der Anfangsmasse M_{i} eine Masse ΔM akkretiert hat und das Ledoux-Kriterium für Konvektion Gl. 3.7 angewendet wird, kann der konvektive Kern aufgrund des Effektes der μ-Barriere an seinem Rand nicht sofort anwachsen. Statt dessen wird sich, da die Schichten oberhalb des konvektiven Kerns aufgrund der durch die Massenerhöhung hervorgerufenen Leuchtkrafterhöhung[1] überadiabatisch werden, eine Semikonvektionszone ausbilden. Die Geschwindigkeit des semikonvektiven Mischens in diesem Bereich bestimmt die Rate, mit der Wasserstoff in den konvektiven Kern gemischt wird.

Abbildung 4.1a zeigt als Beispiel den Fall eines $12M_{\odot}$ Sterns, der $8M_{\odot}$ bei einem zentralen Heliumgehalt von $Y_{\mathrm{akk}} = 0.7$ akkretiert. Der gewählte Effizienzparameter ist $\alpha_{\mathrm{sk}} = 0.01$ (siehe Sequenz Nr. 3 in Tabelle 4.1). Man erkennt, daß mit dem Einsetzen der Akkretion die Masse des konvektiven Kerns für die verbleibende Zeitdauer des zentralen Wasserstoffbrennens konstant bleibt. Besonders zu bemerken ist, daß die Molekulargewichtsbarriere am oberen Rand des konvektiven Kerns nicht ausreichend durch das semikonvektive Mischen reduziert werden kann, um dem konvektiven Kern zu irgendeinem Zeitpunkt während des zentralen Wasserstoffbrennens ein Anwachsen in Masse zu ermöglichen. Dies ist ein Beispiel, in dem keine Verjüngung des Sterns durch die Akkretion auftritt. Der zentrale Wasserstoffgehalt verringert sich beständig, und in dem Stern stellt sich zu keinem Zeitpunkt eine chemische Struktur vergleichbar der eines $20M_{\odot}$-Sterns ein. Insbesondere ist die Masse des Heliumkerns am Ende des zentralen Wasserstoffbrennens ($2.3M_{\odot}$, siehe Tabelle 4.1) kleiner als die in einem $20M_{\odot}$ Einzelstern ($4.0M_{\odot}$). Ebenso ist der Wasserstoffgehalt

[1] Hier ist die Erhöhung der thermischen Gleichgewichtsleuchtkraft gemeint, im Gegensatz zu der weiter oben beschriebene Überleuchtkraft, welche den Exzeß der Leuchtkraft gegenüber eines Leuchtkraftprofils in einer thermischen Gleichgewichtsstruktur bezeichnet.

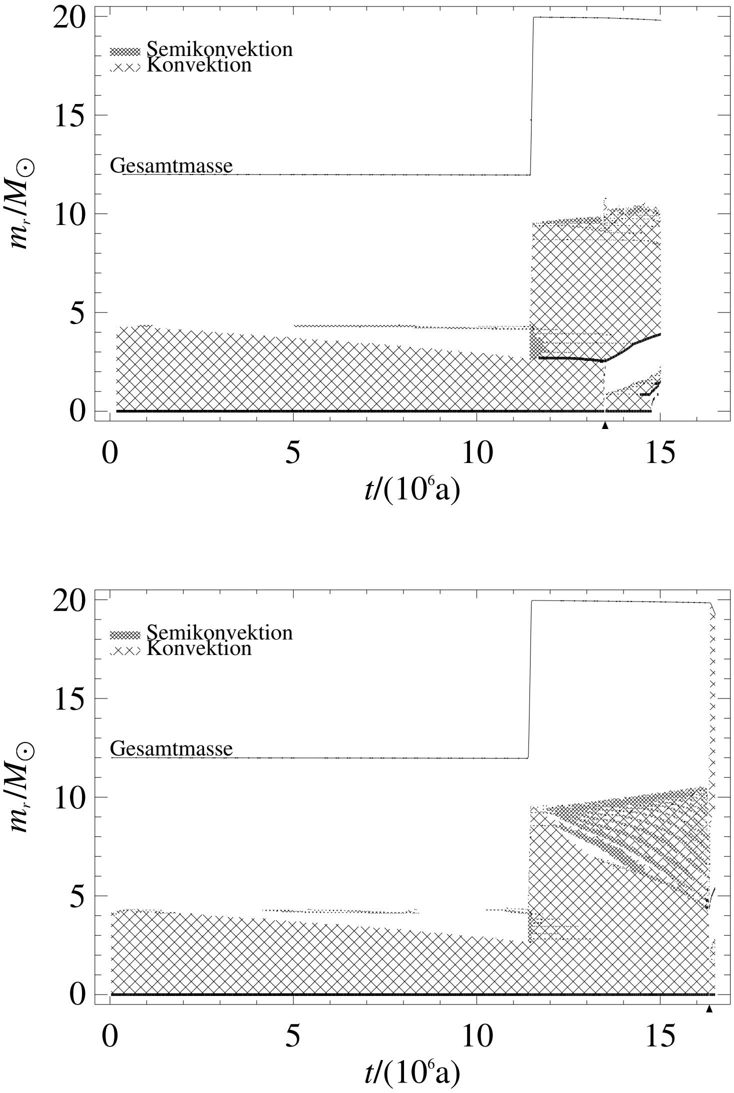

Abbildung 4.1: Konvektive und semikonvektive Struktur in einem $12M_\odot$ Stern, der $8M_\odot$ zu einem Zeitpunkt akkretiert, an dem der zentrale Heliumgehalt $Y_{\rm akk} = 0.7$ beträgt. In Abbildung 4.1a (oben) ist der Effizienzparameter der Semikonvektion $\alpha_{\rm sk} = 0.01$ (Sequenz Nr. 3), während in Abbildung 4.1b (unten) $\alpha_{\rm sk} = 0.04$ (Sequenz Nr. 1). In beiden Abbildungen kennzeichnet der Pfeil das Ende des zentralen Wasserstoffbrennens.

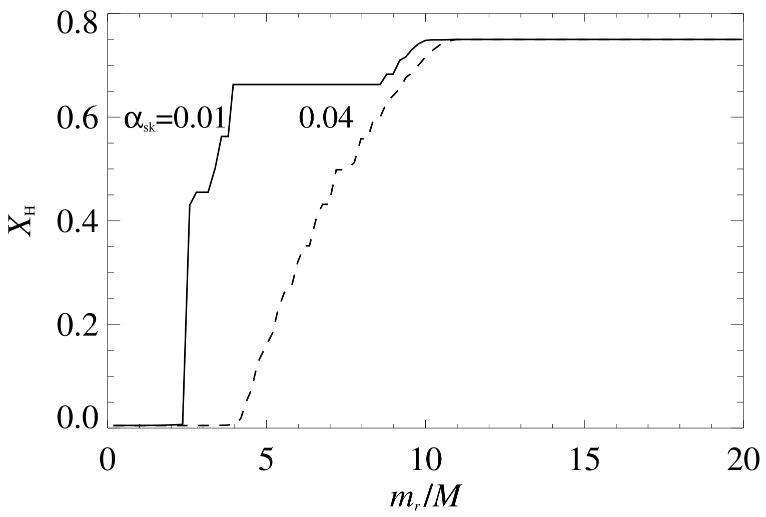

Abbildung 4.2: Wasserstoffprofil am Ende des zentralen Wasserstoffbrennens in einem $12M_\odot$ Stern, der $8M_\odot$ akkretiert, für die Fälle $\alpha_{\rm sk} = 0.04$ (Sequenz Nr. 1) und $\alpha_{\rm sk} = 0.01$ (Sequenz Nr. 3). Der zentrale Heliumgehalt zu Beginn der Akkretion beträgt $Y_{\rm akk} = 0.7$. Durch die Verjüngung im Fall $\alpha_{\rm sk} = 0.04$ ist das Profil dem eines $20M_\odot$ Einzelsterns sehr ähnlich.

in den Schichten oberhalb des Heliumkerns kleiner als im Fall des Einzelsterns (siehe Abbildung 4.2).

Abbildung 4.1b zeigt die Entwicklung der Sequenz Nr. 1, d.h. wie Sequenz Nr. 3 in Abbildung 4.1a, jedoch für einen Wert $\alpha_{\rm sk} = 0.04$. Hier wird Wasserstoff mit einer deutlich höheren Rate in den konvektiven Kern gemischt, so daß sich der zentrale Wasserstoffgehalt erhöht (siehe Abbildung 4.3). Daher wird die Entwicklung des Kerns nicht nur verlangsamt sondern sogar umgekehrt ("verjüngt"), bis schließlich die Wasserstoffhäufigkeit im Kern und den darüberliegenden Schichten gleich ist. In diesem Augenblick kann der konvektive Kern anwachsen und die Masse annehmen, die dem eines Einzelsterns gleicher Masse und zentralen Heliumgehalts entspricht.

Sogar in Fällen, in denen sich der zentrale Wasserstoffgehalt nach Ende der Akkretion weiter verringert, kann die Molekulargewichtsbarriere am oberen Rand des konvektiven Kerns soweit reduziert werden, daß ein Anwachsen des konvektiven Kerns möglich wird. Dies geschieht in dem $20M_\odot$ Stern, der $3M_\odot$ bei einem zentralem Heliumgehalt von $Y_{\rm akk} = 0.5$ akkretiert (Sequenz Nr. 8). Das Mischen in der Semikonvektionszone oberhalb des konvektiven Kerns ist zwar nicht effizient genug, um den zentralen Wasserstoffgehalt zu erhöhen, aber der Wasserstoffgehalt in den darüberliegenden Schichten verringert sich schneller, so daß die Molekulargewichtsbarriere vor dem Ende des zentralen Wasserstoffbrennens aufgelöst wird. In diesem Augenblick kann der konvektive Kern anwachsen und wieder wird die chemische Struktur des akkretierenden Sterns der eines Einzelsterns der gleichen Masse und des gleichen zentralen Wasserstoffgehalts sehr ähnlich. Obwohl dieser Prozeß keine "Verjüngung" im wörtlichen Sinne darstellt, werden solche Modelle im folgen-

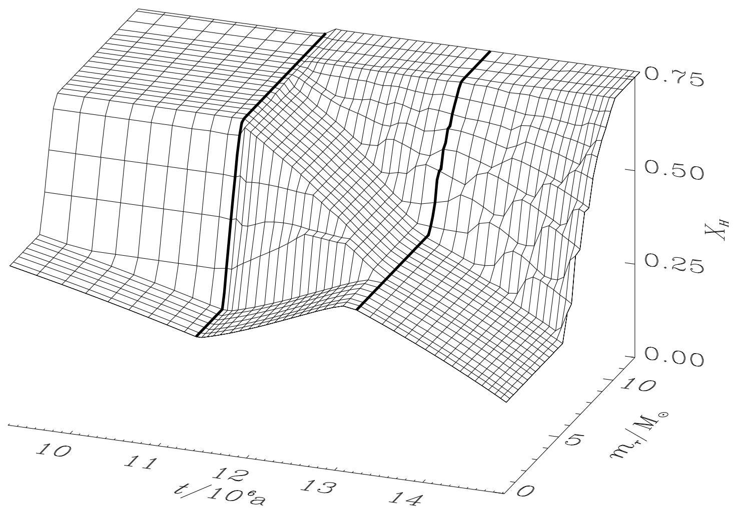

Abbildung 4.3: Wasserstoffprofil als Funktion der Zeit in einem $12M_\odot$ Stern der $8M_\odot$ bei einem zentralen Heliumgehalt von $Y_{\rm akk} = 0.8$ akkretiert (Sequenz Nr. 1). Diese Abbildung zeigt den Prozeß der zeitabhängigen Verjüngung. Die fetten Linien markieren den Zeitpunkt des Einsetzens der Akkretion ($t \approx 11.410^6$a) und das Ende des Verjüngungsprozesses ($t \approx 13.110^6$a). Nach Beginn der Akkretion entwickelt sich eine schmale Semikonvektionszone am oberen Rand des konvektiven Kerns (siehe Abbildung 4.1b). Das Mischen in dieser Zone erhöht den Wasserstoffgehalt des konvektiven Kerns auf Kosten der darüberliegenden Schichten. Zum Zeitpunkt $t \approx 13.110^6$a verschwindet die Molekulargewichtsbarriere und das Wasserstoffprofil entspricht dem eines $20M_\odot$ Einzelsterns gleichen zentralen Wasserstoffgehalts.

den ebenfalls als "verjüngende Modelle" bezeichnet, da der wichtigste Effekt der Verjüngung in akkretierenden Sternmodellen die Anpassung des chemischen Profils an die eines Einzelsternmodells ist.

Die Rate des Mischens, die sich in der durch die Akkretion entstehenden semikonvektiven Schicht oberhalb des konvektiven Kerns einstellt, ist die maßgebliche Größe, die bestimmt, ob in einem Stern Verjüngung auftritt oder nicht. Dieses Resultat unterscheidet sich bereits qualitativ von den Ergebnissen von Hellings (1983), in dessen akkretierenden Sternen immer eine Verjüngung auftrat (sofern nicht eine Wasserstoffschalenquelle in dem Stern während der Akkretion aktiv war).

Damit kann eine "neutrale" Mischrate $\dot{X}_{\rm misch}^{\rm neut}$ wie folgt definiert werden. Es sei $\dot{X}_{\rm br}$ die Rate des Wasserstoffverbrauchs durch das nukleare Brennen im konvektiven Kern, d.h. $\dot{X}_{\rm br} \sim L/M_{\rm KK}$ im thermische Gleichgewicht, mit der Masse $M_{\rm KK}$ des konvektiven Kerns. Dann ist die Rate der Änderung der Wasserstoffgehalts im Kern durch das Mischen $\dot{X}_{\rm misch} = \dot{X} - \dot{X}_{\rm br}$, wobei $\dot{X}$ die tatsächliche Änderungsrate des Wasserstoffgehalts des Kerns ist. Da immer $\dot{X}_{\rm br} < 0$ und $\dot{X}_{\rm misch} \geq 0$ gilt, kann $\dot{X}_{\rm misch}^{\rm neut} = -\dot{X}_{\rm br}$ als diejenige neutrale Mischrate definiert werden, die den Wasserstoffgehalt des konvektiven Kerns gerade konstant hält.

Da sich der zentrale Wasserstoffgehalt in Sequenz Nr. 1 erhöht und in Sequenz Nr. 2 erniedrigt, wird sich die neutrale Mischrate für den oben beschriebenen Fall ($M_{\rm i} = 12 M_\odot, \Delta M = 8 M_\odot$ und $Y_{\rm akk} = 0.7$) mit einem Effizienzparameter $\alpha_{\rm sk}$ in dem Bereich $0.02 < \alpha_{\rm sk} < 0.04$ ergeben. Für $\alpha_{\rm sk} > 0.04$ würde sich die Zeitdauer vom Einsetzen der Akkretion bis zu dem Zeitpunkt, an dem der konvektive Kern wachsen kann, verkürzen. Das Resultat wird aber dasselbe sein wie im Fall $\alpha_{\rm sk} = 0.04$, d.h. die chemische Struktur wird der eines $20 M_\odot$ Einzelsterns entsprechen. Für einem Fall mit $\alpha_{\rm sk} < 0.02$ wird weniger Wasserstoff in den konvektiven Kern gemischt als im Fall $\alpha_{\rm sk} = 0.02$, woraus sich eine entsprechend kürzere Wasserstoffbrenndauer ergibt (siehe Sequenz Nr. 4 in Tabelle 4.1).

4.2.2 Quantitative Ergebnisse der Hauptreihenentwicklung

Da massereichere Sterne höhere Leuchtkräfte aufweisen, wird ein Hauptreihenstern der Masse M und Leuchtkraft L, der eine Masse ΔM akkretiert, seine Leuchtkraft um einen Betrag $\Delta L > 0$ erhöhen. Für homologe, vom Gasdruck dominierte, radiative und chemisch homogene Hauptreihensterne ist

$$L \sim \mu^4 M^3 \tag{4.1}$$

(siehe Kippenhahn & Weigert 1991), während für die in dieser Arbeit durchgeführten Rechnungen im Massenbereich $12 M_\odot \ldots 20 M_\odot$ gilt $\eta = \frac{d \ln L}{d \ln M} = 2.60 \ldots 2.90$, mit einem Mittelwert $\eta = 2.75$. Damit erhält man für die Massenakkretion von Sternen auf der Nullalter-Hauptreihe (d.h. $Y_{\rm akk} = 0.25$) in sehr guter Näherung die Beziehung

$$\frac{\Delta L}{L} = \left(1 + \frac{\Delta M}{M}\right)^{2.75} - 1. \tag{4.2}$$

Findet die Massenakkretion zu einem Zeitpunkt auf der Hauptreihe statt (d.h. $0.25 < Y_{\rm akk} < 1$), ist die Sternleuchtkraft bereits gegenüber der Leuchtkraft auf der Nullalterhauptreihe erhöht, weil das Molekulargewicht μ im Kern erhöht ist. Obwohl die Masse-Leuchtkraft-Beziehung 4.2 für nicht akkretierende Hauptreihensterne auch mit $0.25 < Y_{\rm akk} < 1$ in guter Näherung erfüllt ist, ist sie für akkretierende Hauptreihensterne aus folgendem Grund nicht mehr gültig. Das Molekulargewicht der akkretierten Materie ist das der chemischen Zusammensetzung auf der Nullalter-Hauptreihe, d.h. es ist kleiner als das durchschnittliche Molekulargewichts des akkretierenden Sterns (unabhängig davon, wie diese Durchschnitt gebildet wird). Daher wird durch die Akkretion das mittlere μ niedriger und man erwartet nach Gl. 4.1, daß die Leuchtkrafterhöhung $\Delta L/L$ niedriger ausfällt als nach Gl. 4.2. Für einen Stern, der eine schnelle Verjüngung durchführt bedeutet dies folgendes. Wenn die Struktur des Sterns der eines Einzelsterns mit Masse $M + \Delta M$ und einem zentralen Heliumgehalt von $Y_{\rm c} = Y_{\rm akk}$ entspräche, wäre die Leuchtkrafterhöhung $\frac{\Delta L}{L}$ wie in Gl. 4.2. Die Struktur eines verjüngenden Sterns entspricht aber der eines Einzelsterns der Masse $M + \Delta M$ mit $Y_{\rm c} < Y_{\rm akk}$, welches einer niedrigeren Leuchtkraft entspricht. D.h., obwohl die Leuchtkrafterhöhung aufgrund der Akkretion kleiner ist als nach Gl. 4.2 erwartet, erscheint der Stern nicht unterleuchtkräftig für seine Masse.

In akkretierenden Sternen, die keine Verjüngung durchführen, ist die Situation anders. Obwohl der zentrale Heliumgehalt sich nicht verringert, ist die Erhöhung der Leuchtkraft kleiner als nach der Masse-Leuchtkraft-Beziehung Gl. 4.2 für Einzelsterne. Zum Beispiel erhöhen die $12M_\odot$ Sterne, die $8M_\odot$ bei $Y_{\rm akk} = 0.7$ akkretieren (Sequenzen Nr. 1-4), ihre thermische Gleichgewichtsleuchtkraft von $15900L_\odot$ auf $48700L_\odot$, während ein $20M_\odot$ Einzelstern in Übereinstimmung mit Gl. 4.2 bei einem zentralen Heliumgehalt von $Y_{\rm c} = 0.7$ eine Leuchtkraft von $64500L_\odot$ aufweist. Trotz der Erhöhung ihre Leuchtkraft können also nichtverjüngende akkretierende Sterne unterleuchtkräftig für ihre neue Masse erscheinen. Für die durchgeführten Rechnungen in Tabelle 4.1 erhält man die Näherung

$$\frac{\Delta L}{L} = \left(1 + \frac{\Delta M}{M}\right)^{3.165 - 1.655 Y_{\rm akk}} - 1. \tag{4.3}$$

Damit gilt für die Leuchtkraft $L_{\rm akk}$ eines Hauptreihensterns, der eine Masse ΔM bei $Y_{\rm c} = Y_{\rm akk}$ akkretiert, im Verhältnis zur Leuchtkraft $L_{\rm Einzel}$ eines Einzelsterns derselben Masse

$$\frac{L_{\rm akk}}{L_{\rm Einzel}} = \left(\frac{M}{M + \Delta M}\right)^{1.655 Y_{\rm akk} - 0.415} \tag{4.4}$$

welches im extremen Fall $Y_{\rm akk} = 1$

$$\frac{L_{\rm akk}}{L_{\rm Einzel}} = \left(\frac{M}{M + \Delta M}\right)^{1.24} \tag{4.5}$$

wird.

Eine weitere Größe, die für die weitere Entwicklung eines Binärsystems wichtig ist, ist die nach Ende der Akkretion verbleibende Zeitdauer im zentralen Wasserstoffbrennen. In allen berechneten Sequenzen in Tabelle 4.1 ist diese Zeit für verjüngende Sterne gleich und für nichtverjüngende Sterne kleiner im Vergleich zu dem Fall instantaner Verjüngung.

4.3 Die physikalischen Parameter des Problems

Der Diffusionskoeffizient der Semikonvektion ist proportional zu dem Effizienzparameter α_{sk}, so daß eine Variation dieses Parameters direkt die Mischrate $\dot{X}_{\mathrm{misch}}$ verändert. Aber auch weitere Parameter beeinflussen die Effizienz des semikonvektiven Mischens. Diese sollen im Folgenden besprochen werden.

4.3.1 Die Masse ΔM akkretierten Materials

Durch die Akkretion von Masse erhöht sich, wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, die Sternleuchtkraft, wodurch sich in allen nichtkonvektiven Gebieten der logarithmische Temperaturgradient ∇ erhöht. Dadurch wird ∇ in den Schichten oberhalb des konvektiven Kerns größer als ∇_{ad}. Da andererseits in den betrachteten Modellen der Ledouxgradient ∇_{L} wegen der Molekulargewichtsgradienten sehr viel größer als ∇ bleibt, steigt der Diffusionskoeffizient der Semikonvektion ungefähr linear mit der Erhöhung ΔL der Sternleuchtkraft über den Wert vor der Akkretion (siehe Gl. 3.10 mit $\nabla \sim L$). Für einen Hauptreihenstern mit einer Masse-Leuchtkraft-Beziehung $L \sim M^{\eta}$ wird der Diffusionskoeffizient näherungsweise proportional zu $\eta \Delta M$ ansteigen. Daher führen größere Massen akkretierten Materials zu größeren Diffusionskoeffizienten, wodurch eine Verjüngung des akkretierenden Sterns wahrscheinlicher wird.

Dieses Verhalten zeigt sich in der Akkretion von $3M_{\odot}$, $8M_{\odot}$ bzw. $12M_{\odot}$ auf einen $20M_{\odot}$ Stern bei einem zentralen Heliumgehalt von $Y_{\mathrm{akk}} = 0.84$. Die entsprechenden Erhöhung der thermischen Gleichgewichtsleuchtkraft für diese Fälle ist $\Delta L/L = 0.22$, $\Delta L/L = 0.73$ bzw. $\Delta L/L = 1.23$. In allen drei Fällen wurde ein Effizienzparameter von $\alpha_{\mathrm{sk}} = 0.04$ gewählt. In Abbildung 4.4 ist der zentrale Wasserstoffgehalt als Funktion der Zeit für diese drei Fälle dargestellt. Das nichtmonotone Verhalten im Fall $\Delta M = 12M_{\odot}$ läßt den Verjüngungsprozeß erkennen (siehe Abbildung 4.3), während der monotone Abfall des zentralen Wasserstoffgehalts in den Fällen $\Delta M = 3M_{\odot}$ und $\Delta M = 8M_{\odot}$ andeutet, daß keine Verjüngung stattfindet. Dies wird durch den Vergleich der Heliumkernmassen am Ende des zentralen Wasserstoffbrennens in Tabelle 4.1 bestätigt (Sequenzen Nr. 10,12 und 13).

Damit ist die Masse ΔM akkretierten Material als ein wichtiger Parameter identifiziert, der die Rate des Mischens in den konvektiven Kern stark beeinflußt.

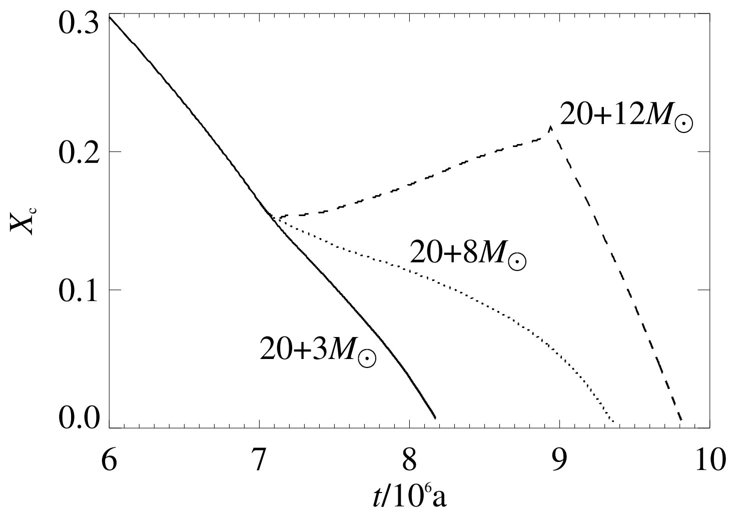

Abbildung 4.4: Der zentrale Wasserstoffgehalt als Funktion der Zeit in einem $20M_\odot$ Stern, der $3M_\odot$, $8M_\odot$ bzw. $12M_\odot$ akkretiert (Sequenzen Nr. 10,12 und 13).

4.3.2 Der Zeitpunkt des Einsetzens der Akkretion

Der Zeitpunkt des Einsetzens der Akkretion wird in der vorliegenden Arbeit durch den Parameter $Y_{\rm akk}$ beschrieben, d.h. dem zentralen Heliumgehalt zu diesem Zeitpunkt. Ein Einfluß dieses Parameters kann erwartet werden, da der Unterschied des Wasserstoffgehalts im konvektiven Kern und den darüberliegenden konvektiven Schichten für größere $Y_{\rm akk}$, d.h. für spätere Akkretion, ebenfalls größer ist. Zum Beispiel wird bei Akkretion auf der Nullalter-Hauptreihe, d.h. auf einen chemisch homogenen Stern, immer eine Verjüngung im Sinne eines Anwachsen des konvektiven Kerns entsprechend der Größe der erhöhten Sternmasse eintreten. Erst später entwickelt sich eine μ-Barriere, die mit der Zeit größer wird. Um diesen Effekt darzustellen, wurden mehrere Sequenzen eines $20M_\odot$ Sterns berechnet, der $3M_\odot$ bei verschiedenen Werten von $Y_{\rm akk}$ im Bereich $Y_{\rm akk} = 0.50 \ldots 0.92$ akkretiert (Sequenzen Nr. 8-11). Abbildung 4.5 zeigt die resultierenden Wasserstoffprofile zum Ende des zentralen Wasserstoffbrennens. Eindeutig ist das Wasserstoffprofil des sehr früh während des zentralen Wasserstoffbrennens akkretierenden Sterns mit $Y_{\rm akk} = 0.5$ sehr ähnlich dem des $23M_\odot$ Einzelsterns. Insbesondere der untere Teil des Profils, der für die später einsetzende Wasserstoffschalenquelle von Bedeutung ist, und die Heliumkernmasse stimmen nahezu perfekt überein. Die weitere Entwicklung beider Sequenzen verläuft in jeder Beziehung fast identisch. Die Sequenz $20M_\odot + 3M_\odot$ mit $Y_{\rm akk} = 0.5$ führt also eine ideale Verjüngung durch. Ebenso deutlich wird aus Abbildung 4.5, das eine spätere Akkretion nicht zu einer Verjüngung führt. Allgemein macht Akkretion zu einem späteren Zeitpunkt die Verjüngung unwahrscheinlicher und resultiert in kleineren Heliumkernen mit einem höheren Wasserstoffanteil in den darüberliegenden Schichten.

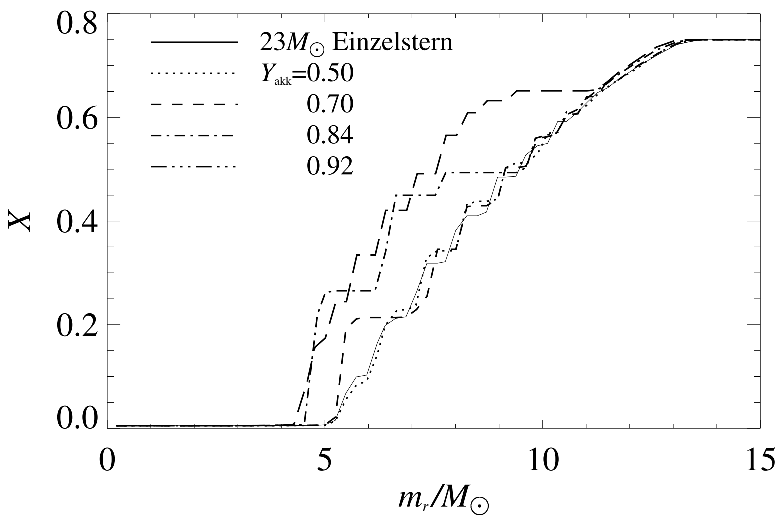

Abbildung 4.5: Wasserstoffprofile zum Ende des zentralen Wasserstoffbrennens in einem $20M_\odot$ Stern, der $3M_\odot$ bei verschiedenen Werten des zentralen Heliumgehalts $Y_{\rm akk}$ akkretiert (Sequenzen Nr. 8-11). Zum Vergleich ist das Wasserstoffprofil eines $23M_\odot$ Einzelsterns eingetragen (Sequenz Nr. 5).

In diesem Zusammenhang ist zu bemerken, daß dieser Effekt nicht mit den Resultaten anderer Autoren (Hellings 1983, Podsiadlowski & Joss 1989, de Loore & Vanbeveren 1992) zusammenhängt, die fanden, daß eine Verjüngung nicht in Sternen auftritt, in denen die Wasserstoffschalenquelle bereits gezündet hat (was sehr spät aber noch während der Hauptreihenphase auftreten kann). Durch die Wahl des Bereichs für $Y_{\rm akk}$ ist sichergestellt, daß in keiner der durchgeführten Rechnungen eine Wasserstoffschalenquelle während oder kurz nach der Akkretion aktiv wird.

4.3.3 Die Anfangsmasse

Der letzte Parameter, der sich für das Problem der Verjüngung als wichtig herausstellt, ist die Anfangsmasse $M_{\rm i}$ des akkretierenden Sterns. Wenn alle anderen Parameter $(\Delta M, Y_{\rm akk}, \alpha_{\rm sk})$ festgehalten werden, wird mit einer Verringerung der Anfangsmasse $M_{\rm i}$ eine Verjüngung wahrscheinlicher. Diesen Effekt erkennt man durch einen Vergleich der Heliumkernmassen am Ende des zentralen Wasserstoffbrennens in den Modellen mit $12M_\odot$ und $20M_\odot$, die beide $8M_\odot$ bei einem zentralen Heliumgehalt von $Y_{\rm akk} = 0.84$ akkretieren (Sequenzen Nr. 5 und 12). In Sequenz Nr. 5 ist die Anfangsmasse des Heliumkerns gleich der eines vergleichbaren $20M_\odot$ Einzelsterns (Sequenz Nr. 14), was die Verjüngung erkennen läßt. In der Sequenz Nr. 12 ist die Anfangsmasse des Heliumkerns mit $M_{\rm He,A} = 4.5M_\odot$ sogar kleiner als die des $23M_\odot$ Einzelsterns mit $M_{\rm He,A} = 4.9M_\odot$ (Sequenz Nr. 13). Dieses Modell hat keine Verjüngung durchgeführt.

Dieser Effekt hat seine Ursache in der Tatsache, daß eine kleinere Anfangsmasse, bei einem festen zentralen Heliumgehalt, eine kleinere Leuchtkraft und damit eine kleinere Rate $\dot{X}_{\rm br}$ des Wasserstoffbrennens bedeutet. Daher wird für eine gegebene Rate des semikonvektiven Mischens in den Schichten oberhalb des konvektiven Kerns, welche mehr von der Leuchtkrafterhöhung ΔL als von der absoluten Leuchtkraft L abhängt, die Rate der Änderung des Wasserstoffgehalts $\dot{X}$ im konvektiven Kern kleiner für kleinere Anfangsmassen, d.h. kleinere Leuchtkräfte, sein. Da die Größen $\dot{X}_{\rm br}$ und $\dot{X}_{\rm misch}$ beide proportional zu $M_{\rm KK}$ sind, spielt die kleinere Masse des konvektiven Kerns für kleinere Anfangsmassen des akkretierenden Sterns hier keine Rolle.

4.4 Entwicklung nichtverjüngender Sterne nach der Hauptreihe

In den vorangegangenen Abschnitten wurde gezeigt, daß masseakkretierende Hauptreihensterne eine chemische Struktur erhalten können, die sich sehr von der Struktur von Einzelsternen unterscheiden. Die Unterschiede in der weiteren Entwicklung nach der Akkretion auf der Hauptreihe stellten sich dabei als quantitativ heraus. Im folgenden Abschnitt soll untersucht werden, inwieweit sich die Entwicklung nichtverjüngender Sterne nach der Hauptreihe qualitativ von der von Einzelsternen unterscheidet.

4.4.1 Entwicklung im HR-Diagramm

Um den Effekt der Nichtverjüngung auf die Nachhauptreihenentwicklung im Hertzsprung-Russell-Diagramm zu untersuchen, wurden Rechnungen von Sternen der Massen $12M_\odot, 15M_\odot$ und $17M_\odot$ durchgeführt, die $8M_\odot, 5M_\odot$ bzw. $3M_\odot$ akkretieren, so daß ihre Masse nach der Akkretion jeweils $20M_\odot$ betrug und die Entwicklung dieser Sterne im HR-Diagramm mit der eines $20M_\odot$ Einzelsterns verglichen werden kann. Durch die Wahl der Parameter $Y_{\rm akk} = 0.7$ und $\alpha_{\rm sk} = 0.01$ wurde sichergestellt, daß in keinem der drei akkretierenden Modelle eine Verjüngung auftrat.

Abbildung 4.6 zeigt die Entwicklung der berechneten Modellsequenzen im HR-Diagramm. Man erkennt, daß die Nachhauptreihenentwicklung der akkretierenden Sterne sich *qualitativ* von der des Einzelsterns unterscheidet. Im Gegensatz zum Einzelstern, der sich nach dem Ende des zentralen Wasserstoffbrennens zu einem roten Überriesen entwickelt, verbringen die akkretierenden Sterne das gesamte zentrale Heliumbrennen als blaue Überriesen.

Abbildung 4.6 zeigt auch den Einfluß der Masse ΔM akkretierten Materials. Erstens sind die Leuchtkräfte im zentralen Heliumbrennen für die anfänglich massereicheren Sterne etwas höher. Im Verhältnis zur Leuchtkrafterhöhung durch die Akkretion auf der Hauptreihe ist dies jedoch ein kleiner Effekt und man kann sagen, daß die Leuchtkräfte der Sterne im zentralen Heliumbrennen sehr ähnlich sind, d.h. daß sie eher eine Funktion der Masse nach der Akkretion als eine Funktion

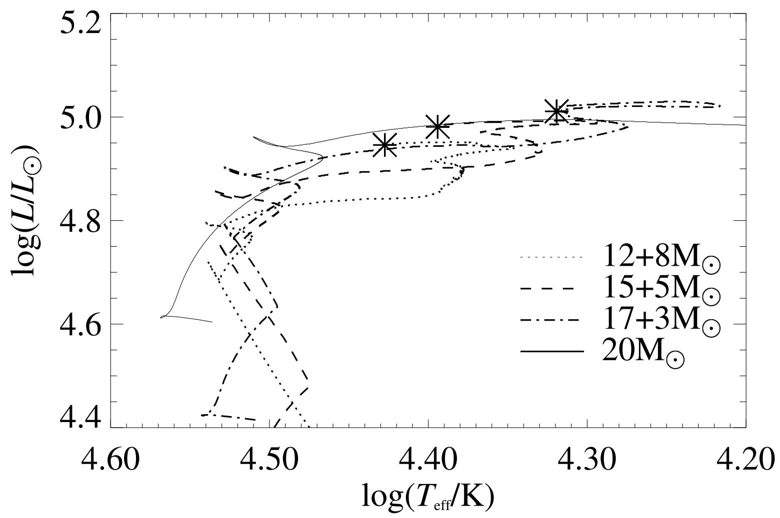

Abbildung 4.6: Entwicklung im HR-Diagramm von Sternen, die nach der Akkretion eine Gesamtmasse von $20M_{\odot}$ aufweisen (Sequenzen Nr. 3, 6 und 7), und für einen $20M_{\odot}$ Einzelstern. Der Einzelstern (Sequenz Nr. 14) entwickelt sich nach dem Ende des zentralen Wasserstoffbrennens sofort zur Hayashi-Linie. Die akkretierenden Sterne erfahren keine Verjüngung und führen das zentrale Heliumbrennen als blaue Überriesen durch. Die Sternsymbole kennzeichnen die Position unmittelbar vor der Supernovaexplosion.

der Anfangsmasse M_{i} oder der akkretierten Masse ΔM sind. Dies stellt kein triviales Ergebnis dar, da die relativen Beiträge des zentralen Heliumbrennens und der Wasserstoffschalenquelle zur Gesamtleuchtkraft in den verschiedenen Fällen sehr unterschiedlich sind (siehe Abbildung 4.7).

Zweitens weisen die $20M_{\odot}$ Sterne mit den geringeren Anfangsmassen eine höhere Effektivtemperatur während des zentralen Heliumbrennens auf. Interessant ist in diesem Zusammenhang, daß z.B. die Effektivtemperatur der $12 + 8M_{\odot}$ Sequenz im thermischen Gleichgewicht (wenn sich der Stern nur langsam im HR-Diagramm bewegt) ungefähr 25000 K ($\log T_{\mathrm{eff}} \approx 4.4$) beträgt. Dieser Wert liegt sehr nahe zum Hauptreihenband; der kälteste Punkt des $20M_{\odot}$ Einzelsterns auf der Hauptreihe ist ungefähr 29000 K. Unter Berücksichtigung der Tatsache, daß die Akkretion relativ großer Massen häufiger auftritt als die relativ kleiner Massen (siehe Abschnitt 8.2), kann gefolgert werden, daß die Positionen der nichtverjüngenden Nachhauptreihensterne im HR-Diagramm nahe der kalten Seite des Hauptreihenbands liegen.

Betrachtet man den Hauptunterschied in der Struktur eines nichtverjüngenden Sterns im Verhältnis zu der eines Einzelsterns, ist dieses Ergebnis nicht üüberraschend. Die akkretierenden Sterne haben kleinere Heliumkerne als Einzelsterne, und die Heliumkernmassen sind kleiner für kleinere Anfangsmassen (siehe Tabelle 4.1). Für den Fall eines verschwindenden Heliumkerns erhält man wieder eine Hauptreihenstruktur und die Position im HR-Diagramm liegt im Hauptreihenband.

Schließlich ist noch zu erwähnen, daß die Modellsequenzen bis zum Beginn des

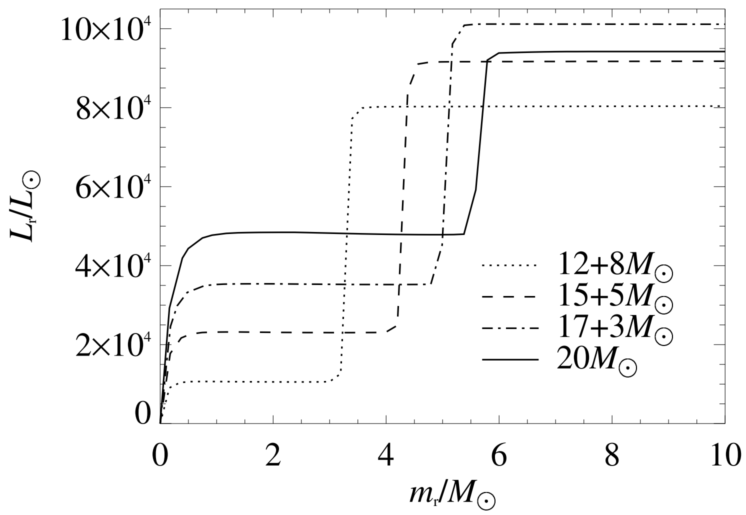

Abbildung 4.7: Leuchtkraftprofile während des zentralen Heliumbrennens bei $Y_c = 0.5$ für die Sterne mit einer Gesamtmasse von $20M_\odot$ (Sequenzen Nr. 3, 6, 7 und 14). Vergleiche auch Abbildung 4.6.

Kohlenstoffbrennens gerechnet wurden, so daß die letzten Modelle der Sequenzen eine gute Näherung für die Position der Supernovavorläufer darstellen. Auffallend ist, daß, wie im Fall der Supernova 1987 A, alle drei akkretierenden Sterne ihr Leben als blaue Überriesen beenden.

4.4.2 Entwicklung des Kerns

Der Hauptunterschied in der Struktur eines nichtverjüngenden Sterns im Vergleich zu Einzelsternen gleicher Masse ist der kleinere Heliumkern. Obwohl dieser Unterschied durch die effizientere Wasserstoffschalenquelle in den verjüngenden Sternen (siehe Abbildung 4.7) kleiner wird, bleibt er während der gesamten Nachhauptreihenentwicklung bestehen (siehe Spalte $M_{\rm He,E}$ in Tabelle 4.1). Beispielsweise weist die $12{+}8M_\odot$ Sequenz Nr. 3 eine Endmasse des Heliumkerns von $3.8M_\odot$ auf (siehe Abbildung 4.8). Die Endmasse des Heliumkerns des $20M_\odot$ Einzelstern dagegen ist $5.8M_\odot$. Diese Werte wurden bei einer Zentraltemperatur von $6 \cdot 10^8$K bestimmt. Dies ist so spät in der Entwicklung der Sterne, daß die Heliumkernmasse zu diesem Zeitpunkt eine gute Näherung für die Heliumkernmasse des Supernovavorläufers darstellt.

Eine wichtige Folgerung daraus ist, daß die Zeitdauern des zentralen Heliumbrennens der nichtverjüngenden akkretierenden Sterne viel länger ist als in Einzelsternen, da die Kernleuchtkraft im zentralen Heliumbrennen stark mit der Kernmasse ansteigt (Langer 1989a).

Weiterhin ist bekannt, daß die Masse des Heliumkerns allein die weitere Entwicklung und die Nukleosyntheseprozesse im Sternzentrum bestimmt (Arnett 1978, Sugimoto & Nomoto 1980). Dies erkennt man in Abbildung 4.9, in der die Entwicklung

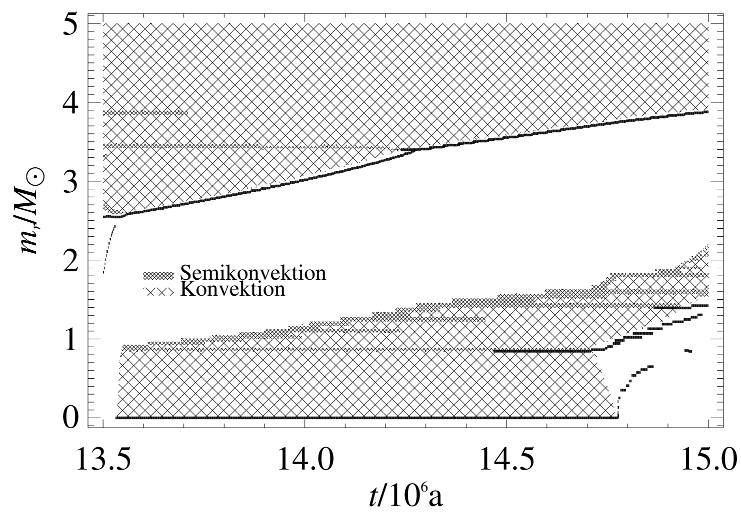

Abbildung 4.8: Konvektive und semikonvektive Struktur während des zentralen Heliumbrennens in einem $12M_\odot$ Stern, der $8M_\odot$ zu einem Zeitpunkt akkretiert, an dem der zentrale Heliumgehalt $Y_{\rm akk} = 0.7$ beträgt. Der Effizienzparameter der Semikonvektion ist $\alpha_{\rm sk} = 0.01$ (Sequenz Nr. 3). Siehe auch Abbildung 4.1a.

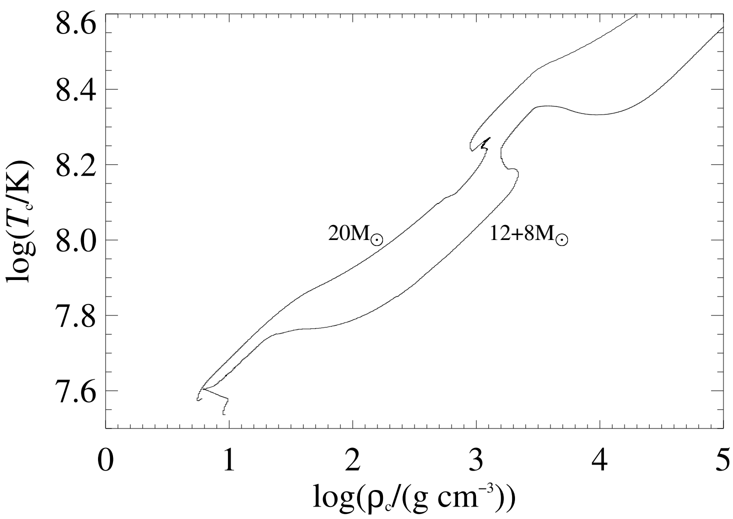

Abbildung 4.9: Entwicklung eines $12M_\odot$ Sterns, der $8M_\odot$ akkretiert, und eines $20M_\odot$ Einzelsterns im $\rho_{\rm c} - T_{\rm c}$–Diagramm von der Nullalter-Hauptreihe bis kurz vor Zünden des Kohlenstoffbrennens

der $12 + 8M_\odot$ Sequenz Nr. 3 mit der eines $20M_\odot$ Einzelsterns im $\rho_c - T_c$-Diagramm verglichen wird. Nach der Akkretion verlaufen die Entwicklungswege zunächst eng benachbart ($\log T_c \lesssim 7.7$). Bereits während des zentralen Heliumbrennens wird die Differenz jedoch deutlicher und vergrößert sich weiter nach dem Ende des zentralen Heliumbrennens ($\log T_c \approx 8.4$). Bei einer Zentraltemperatur von $\log T_c = 8.6$ beträgt der Unterschied in den Zentraldichten bereits einen Faktor 10 (siehe Abbildung 4.9).

Bei $\log T_c = 8.6$ spiegelt die zentrale Dichte die Größe des C/O-Kerns wider. Durch die Berücksichtigung der Effekte von Molekulargewichtsbarrieren auf die Konvektion (siehe Abschnitt 3.1) haben die Einzelsternmodelle in den durchgeführten Rechnungen bereits kleinere C/O-Kerne als bei Rechnungen, in denen das Schwarzschild-Kriterium für das Einsetzen von Konvektion verwenden wird. Bei einem $20M_\odot$ Stern, der mit dem Schwarzschild-Kriterium berechnet wurde, beträgt die Anfangsmasse des C/O-Kerns (d.h. die maximale Masse des konvektiven Kerns während des zentralen Heliumbrennens) $4.8M_\odot$ (siehe Langer 1991). In der Sequenz Nr. 14 des $20M_\odot$ Einzelsterns ist $M_{\mathrm{C/O,A}} = 2.3M_\odot$ und in der $12 + 8M_\odot$ Sequenz eines akkretierenden Sterns beträgt die Anfangsmasse des C/O-Kerns nur $0.8M_\odot$ (vgl. Abbildung 4.8).

Daraus folgt, daß die Menge der in der Supernova ausgestoßenen Nukleosyntheseprodukte in einem nichtverjüngenden Stern im Vergleich zu einem Einzelstern gleicher Masse deutlich reduziert sein wird (siehe Abschnitt 7). Da die C/O-Kernmasse nach dem zentralen Heliumbrennen noch weiter anwächst, muß die Entwicklung der Sterne noch weiter bis in die folgenden Brennphasen verfolgt werden, um diesen Effekt quantifizieren zu können. Dennoch kann nach den oben erwähnten Werten eine starke Reduktion der Menge der Nukleosyntheseprodukte erwartet werden. Dies könnte schließlich Bedingungen ergeben, um zwischen den verschiedenen SN 1987A Vorläufermodellen unterscheiden zu können (Danziger et al. 1991).

Für noch geringere Anfangsmassen könnte sogar der Supernova-Mechanismus selbst beeinflußt werden. Wenn z.B. die Anfangsmasse des akkretierenden Sterns kleiner als $\approx 10M_\odot$ ist, könnte daraus ein massereicher Stern mit ca. $12 \ldots 16M_\odot$ entstehen, der sich in eine "electron-capture"-Supernova entwickelt (siehe Nomoto 1987, 1988). Für noch geringere Massen könnte es zu dem Supernova Typ $1\frac{1}{2}$ Szenario von Iben & Renzini (1981) kommen, d.h. das Kohlenstoffbrennen zündet unter extrem entarteten Bedingungen.

Kapitel 5

Thermohalines Mischen in Doppelsternen

In diesem Kapitel wird der Einfluß des thermohalinen Mischens auf die Entwicklung eines Binärsystems untersucht. Zunächst werden dazu die Abschätzungen von Ulrich (1972) und Kippenhahn et al. (1980) zur Zeitskala des thermohalinen Mischens mit physikalisch konsistenten Entwicklungsrechnungen verglichen. Anschließend werden die Auswirkungen des thermohalinen Mischens auf die Struktur eines Sternmodells dargestellt.

5.1 Testrechnungen zur Zeitskala des thermohalinen Mischens

Kippenhahn, Ruschenplatt und Thomas (1980, im folgenden KRT) berechneten einen Diffusionskoeffizienten für das thermohaline Mischen (siehe Abschnitt 3.3). Daraus schätzten sie die Zeitskala des Mischens in einigen für die Sternentwicklung relevanten Fällen ab, u.a. dem eines massereichen Sterns, der heliumreiches Material akkretiert. In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, inwieweit die von KRT bei der Bestimmung der Mischzeitskala gemachten Annahmen und Näherungen gültig sind. Dazu werden ihre Ergebnisse mit Rechnungen verglichen, die mit dem für die vorliegende Arbeit entwickelten Programm durchgeführt wurden.

KRT lösten die Sternaufbaugleichungen für einen $14M_{\odot}$ Hauptreihenstern, der eine Sonnenmasse reinen Heliums akkretiert hatte. Das Ergebnis war also ein $15M_{\odot}$ Stern, in dessen Hülle an einer chemischen Diskontinuität Material höheren Molekulargewichts auf solches mit niedrigerem Molekulargewicht geschichtet war. Aus diesem Modell bestimmten sie die thermodynamischen Größen, die zur Abschätzung der Zeitskala des thermohalinen Mischens benötigt werden. Weiterhin machten KRT folgende Annahmen: 1.) Da die Schichtung am Ort der chemischen Diskontinuität nach dem Schwarzschild-Kriterium dynamisch stabil, nach dem Ledoux-Kriterium jedoch dynamisch instabil ist ($\nabla_{\mu} < 0$), setzt zunächst Konvektion ein, die auf dynamischen Zeitskalen die Diskontinuität "verschmiert" und einen Molekulargewichtsgradienten marginaler Stabilität nach dem Ledoux-Kriterium $\nabla_\mu = \delta/\varphi(\nabla_{\rm ad} - \nabla)$ einstellt (siehe Abschnitt 3.1). In dieser nun dynamisch stabilen, aber säkular instabilen Zone, deren Ausdehnung aus dem Sternmodell abgeschätzt werden kann, setzt thermohalines Mischen ein. 2.) Für den Molekulargewichtsgradienten benutzten KRT die Näherung

$$\nabla_\mu = \frac{d\ln\mu}{d\ln P} = -H_P\frac{d\ln\mu}{dr} \approx -H_P\frac{\Delta\mu}{\bar{\mu}W}. \tag{5.1}$$

W ist dabei die radiale Ausdehnung des Bereichs, in dem thermohalines Mischen stattfindet. $\Delta\mu$ ist die Differenz im Molekulargewicht zwischen der oberen und unteren Grenze und $\bar{\mu}$ der Mittelwert des Molekulargewichts dieses Bereichs. 3.) Der Diffusionskoeffizient wird als konstant über die gesamte Zone angenommen. Die zur Bestimmung des Diffusionskoeffizienten benötigten thermodynamischen Größen erhielten KRT aus dem Sternmodell am Ort der chemischen Diskontinuität. 4.) Die Änderung der Sternstruktur durch die Änderung des chemischen Profils wurden vernachlässigt.

Mit diesen vereinfachenden Annahmen erhielten KRT für die Zeitskala, in der sich die Ausdehnung eines Bereichs, in dem thermohalines Mischen auftritt, ungefähr verdoppelt,

$$\tau_{\rm thm} \approx \frac{W^2}{D_{\rm thm}} = \frac{\bar{\mu}}{\Delta\mu}\frac{\delta^2(\nabla_{\rm ad} - \nabla)}{12(1 - P_{\rm rad}/P)\nabla_{\rm ad}}\frac{W^3}{H_P l c}. \tag{5.2}$$

Dabei ist $l = 1/(\kappa\rho)$ die mittlere freie Weglänge von Photonen und c die Lichtgeschwindigkeit (vgl. Gl. 3.16). Mit dieser Abschätzung erhielten KRT das Ergebnis, daß die Zone variierenden Molekulargewichts sich nach 4500 Jahren bis zur Sternoberfläche ausgedehnt hatte.

Zum Vergleich mit den Ergebnissen von KRT wurde mit dem in der vorliegenden Arbeit verwendeten Programm die Entwicklung des chemischen Profils an einer chemischen Diskontinuität eines gleichartigen Sterns berechnet. In einem $15M_\odot$-Hauptreihenstern solarer Metallizität wurde in der äußeren $1M_\odot$ der Hülle Wasserstoff gegen Helium getauscht und das Sternmodell thermisch relaxiert. Anschließend wurden Mischprozesse zugelassen. In Abbildung 5.1 ist als Ergebnis dieser Rechnung die Entwicklung des chemischen Profils dargestellt. Als deutlichster Unterschied zu den Annahmen von KRT bildet sich keine Zone marginaler Stabilität aus, sondern es setzt Konvektion nach dem Schwarzschild-Kriterium ein, die zu einer völligen Durchmischung eines Großteils der Diffusionszone führt. Ursache dafür ist die bei KRT vernachlässigte Reaktion der Sternstruktur auf die Mischprozesse. Der Austausch von helium- und wasserstoffreichem Material führt in den unteren Bereichen der durchmischten Zone zu einer Erniedrigung der Entropie S ($\frac{\partial S}{\partial\mu} < 0$), so daß mit $\varepsilon_{\rm g} = -T\frac{\partial S}{\partial t}$ die Leuchtkraft ansteigt. In Folge steigt der radiative Temperaturgradient $\nabla_{\rm rad} \sim l_r$ soweit an, daß die Schicht nach dem Schwarzschild-Kriterium dynamisch instabil wird. Das daraus resultierende chemische Profil unterscheidet sich stark von dem einer marginal stabilen Schichtung, so daß ein weiterer Vergleich mit den Abschätzungen von KRT nicht mehr möglich ist.

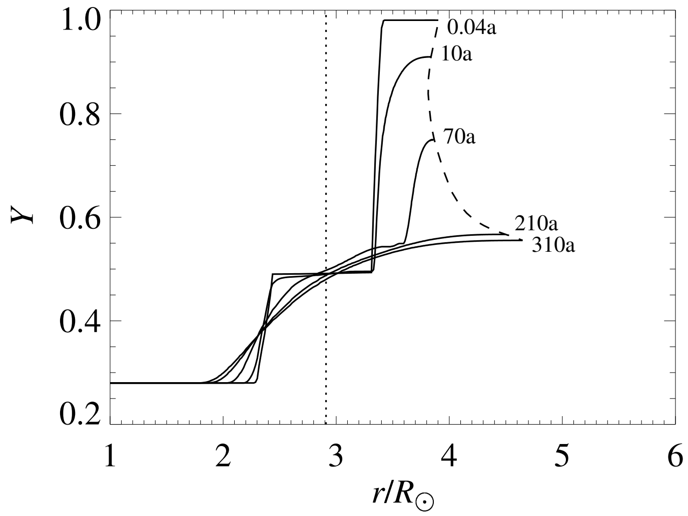

Abbildung 5.1: Zeitliche Entwicklung des Heliumprofils eines $15 M_\odot$-Sterns, dessen äußere $1 M_\odot$ stark mit Helium angereichert ist. Dargestellt ist der Heliumgehalt als Funktion der Radiuskoordinate. Die Zahlen an den Profilen bezeichnen die Zeit in Jahren nach Einsetzen des Mischens. Die gepunktete Linie kennzeichnet den Ort der chemischen Diskontinuität zur Zeit $t = 0$, die gestrichelte den Radius des Sterns. Im Gegensatz zu den Abschätzungen von Kippenhahn et al. (1980, KRT) bildet sich keine marginal stabile Schichtung.

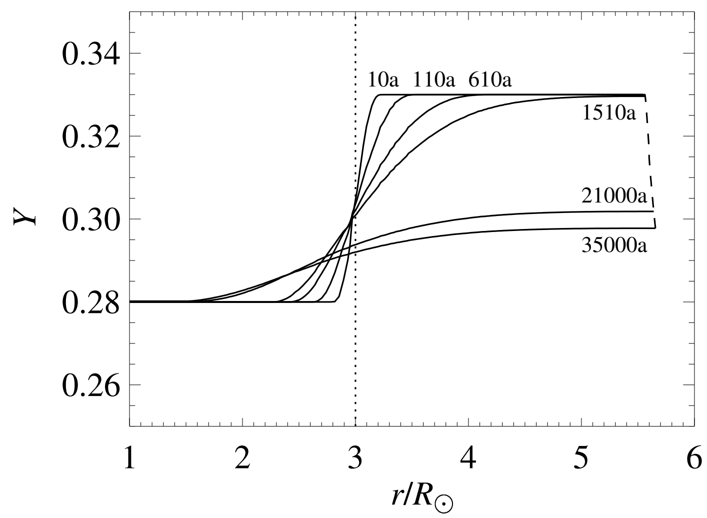

Abbildung 5.2: Wie Abbildung 5.1, jedoch für einen $15 M_\odot$-Sterns, dessen äußere $1 M_\odot$ um $\Delta Y = 0.05$ in Helium angereichert ist. Von 10a $\rightarrow$ 110a $\rightarrow$ 610a verdoppelt der Bereich variierenden Molekulargewichtes jeweils seine Ausdehnung. Nach 1500a erreicht die Diffusionsfront die Oberfläche, nach 21000a den Rand des konvektiven Kerns

Ein besserer Vergleich mit den Abschätzungen von KRT ist für eine geringere Heliumanreicherung der äußeren Schichten möglich. Abbildung 5.2 zeigt die Entwicklung des chemischen Profils bei einer Heliumanreicherung von $\Delta Y = 0.05$. Hier ist der durch Konvektion vollständig durchmischte Bereich klein und hat einen nur geringen Einfluß auf die nachfolgende Phase thermohalinen Mischens. Werden die Abschätzungen nach Gl. 5.2 für dieses Sternmodell durchgeführt, wobei die Werte der verschiedenen thermodynamischen Größen wieder am Ort der Diskontinuität genommen werden, so erhält man für die Zeitskala des thermohalinen Mischens nach KRT in diesem Fall

$$\tau_{\mathrm{thm}} \approx 13500 \left(\frac{W}{R_\odot}\right)^3 \mathrm{a}. \tag{5.3}$$

In Abbildung 5.2 sieht man, daß sich der Diffusionsbereich sehr viel schneller ausbreitet als nach Gl. 5.3 erwartet. Ursache dafür ist, daß die in Gl. 5.2 eingehenden thermodynamischen Größen über den gesamten betrachteten Bereich als konstant angenommen werden. Diese Annahme ist nicht korrekt. Insbesondere die mittlere freie Weglänge der Photonen l variiert über den Bereich der durchmischten Zone um mehrere Größenordnungen und wächst nach außen an. Daher bewegt sich die Diffusionsfront sehr schnell nach außen und erreicht bereits nach 1500 Jahren die Oberfläche des Sterns. Nach Gl. 5.3 sollte dies ca. 10000 Jahre dauern. Der untere Rand des durchmischten Bereichs breitet sich ungefähr mit einer Geschwindigkeit aus, die der Abschätzung 5.3 entspricht.

Diese Beispiele zeigen, daß die einfachen Abschätzungen der Mischzeitskalen der in Sternen durch negative Molekulargewichtsgradienten hervorgerufenen Mischprozesse mit den von KRT verwendeten Annahmen zu falschen Ergebnissen führen können. Ursache dafür ist erstens die Vernachlässigung der Änderung der Sternstruktur durch die Mischprozesse und zweitens die Annahme eines konstanten Diffusionskoeffizienten in dem durchmischten Bereich. Darüberhinaus stellen die oben beschriebenen Sternmodelle für die masseakkretierende Komponenten eines Binärsystems keine realistische Situation dar.

Im folgenden soll daher mit Hilfe von Entwicklungsrechnungen massereicher Doppelsterne der Einfluß des thermohalinen Mischens auf die Entwicklung eines Sterns untersucht werden.

5.2 Auswirkung des thermohalinen Mischens auf die Sternstruktur

5.2.1 Entwicklung des Wasserstoffprofils

Als Beispiel für die Entwicklung des Wasserstoffprofils während einer Akkretionsphase, in der heliumreiches Material akkretiert wird, dient hier ein Fall AB Massentransfer in einem Binärsystem mit einer Primärkomponente der Masse $20 M_\odot$ und einer Sekundärkomponente der Masse $18 M_\odot$ (vgl. Abschnitt 6.2). Während des

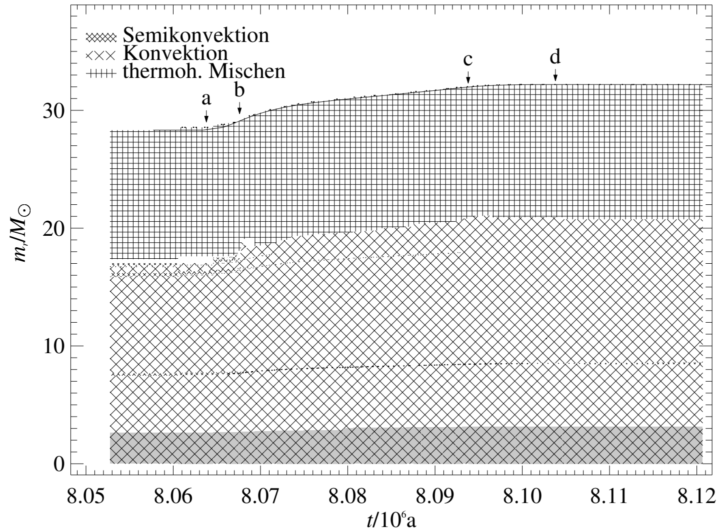

Abbildung 5.3: Mischprozesse während einer Massentransferphase, in der heliumreiches Material akkretiert wird. Die Buchstaben markieren die Zeitpunkte der in Abbildung 5.4 dargestellten Wasserstoffprofile.

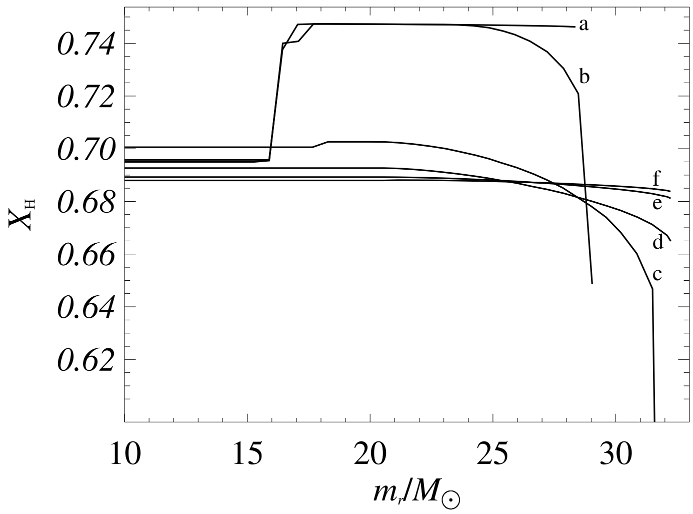

Abbildung 5.4: Wasserstoffprofile in der Sekundärkomponente eines Binärsystems zu verschiedenen Zeitpunkten während und nach einer Massentransferphase (siehe Text). Die Masse der Sekundärkomponente zu Beginn des Massentransfers ist $28M_\odot$. Es werden insgesamt $4M_\odot$ akkretiert, wobei der Wasserstoffgehalt der akkretierten Materie monoton von 0.688 auf 0.182 fällt. a) $t = 0$a ; Beginn der Massentransferphase. b) $t = 3800$a; Maximum der Akkretionsrate $\dot{M}_2 = 3 \cdot 10^{-4} M_\odot/\mathrm{a}$. c) $t = 30000$a; $\dot{M}_2 = 8.3 \cdot 10^{-5} M_\odot/\mathrm{a}$. d) $t = 40000$a; kurz nach Ende des Massentransfers. e) $t = 60000$a; 20000 Jahre nach Ende des Massentransfers. f) $t = 80000$a; 40000 Jahre nach Ende des Massentransfers. Der Sprung im Wasserstoffprofil a) bei $15.1M_\odot$ kennzeichnet den oberen Rand einer Konvektionszone, die sich während der Akkretionsphase von $15.1M_\odot$ auf $20.9M_\odot$ ausbreitet (siehe Abbildung 5.3).

ersten Fall A Massentransfers verliert die Primärkomponente bereits einen Großteil ihrer Hülle, jedoch fast kein mit Helium angereichertes Material. Aufgrund des verbleibenden Teils der Hülle (ca. $4M_\odot$) expandiert die Primärkomponente nach Ende des zentralen Wasserstoffbrennens, und eine Fall AB Massentransferphase setzt ein. Die Sekundärkomponente hat zu Beginn dieses Massentransfers eine Masse von $28.31M_\odot$. Während des ungefähr 40000 Jahre dauernden Massentransfers verringert sich der Wasserstoffgehalt der akkretierten Materie von $X_\mathrm{H} = 0.688, \mu = 0.62$ auf $X_\mathrm{H} = 0.182, \mu = 1.02$, und es werden ca. $4M_\odot$ (davon $2M_\odot$ Helium) auf den Sekundärstern akkretiert. Die maximale Massentransferrate beträgt $3 \cdot 10^{-4} M_\odot/\mathrm{a}$.

In Abbildung 5.3 sind die Mischprozesse im akkretierenden Stern dargestellt. Da im vorhergehenden Fall A Massentransfer leicht heliumreiches Material akkretiert wurde, findet schon vor dem zweiten Massentransfer thermohalines Mischen statt, welches aber, wie in Profil a) in Abbildung 5.4 zu sehen ist, bereits eine nahezu chemisch homogene Schichtung erzeugt hat. Unterhalb des Bereichs, in dem das thermohalinen Mischen stattfindet, schließt sich eine Konvektionszone an, deren oberer Rand sich durch die Erhöhung der Sternmasse während der Akkretion von $15.1M_\odot$ auf $20.9M_\odot$ ausdehnt (siehe Kapitel 4). In Abbildung 5.4 sind die Wasserstoffprofile zu verschiedenen Zeitpunkten während und nach der Akkretionsphase aufgetragen. Aus der Abbildung erkennt man, daß das thermohaline Mischen das akkretierte, heliumreiche Material sehr effektiv in der Hülle verteilt. Dadurch wird der Wasserstoffgehalt der Bereiche oberhalb von ca. $m_r = 15M_\odot$ reduziert und der Sprung im Wasserstoffprofil am oberen Rand der Konvektionszone verringert (Profile b und c). Eine merkliche Anreicherung von Helium, entsprechend des Heliumgehalts der akkretierten Materie, bleibt jedoch in den äußeren Schichten der Hülle mit einer Masse von $\approx 0.1M_\odot$ bis $1M_\odot$ erhalten. Die Ausbreitung der konvektiven Zone nach außen in wasserstoffreichere Bereiche führt zunächst zu einer Erhöhung des Wasserstoffgehalts in der Konvektionszone. Später verringert der Transport von Helium durch das thermohaline Mischen durch die Hülle bis zur Konvektionszone dort den Wasserstoffgehalt wieder (Profile c und d). Nach Beendigung des Massentransfers werden die Bereiche der Hülle mit $\nabla_\mu < 0$ durch das thermohaline Mischen innerhalb von 40000 Jahren fast vollständig homogenisiert (Profile d-f in Abbildung 5.4).

Um den Einfluß der Effizienz des thermohalinen Mischens auf das Wasserstoffprofil zu untersuchen, wurden Entwicklungsrechnungen des oben beschriebenen Systems durchgeführt, wobei einmal ein sehr viel effizienteres Mischen angenommen wurde ($\alpha_\mathrm{thm} = 10^5$ in Gl. 3.16) und einmal gar kein thermohalines Mischen ($\alpha_\mathrm{thm} = 0$). Im Fall $\alpha_\mathrm{thm} = 0$ tritt Konvektion nach dem Ledouxkriterium mit $\nabla_\mu < 0$ in Schichten auf, die nach dem Schwarzschild-Kriterium dynamisch stabil sind. Dieses führt zu einem Mischen in der Hülle des Sekundärsterns, das ein chemisches Profil marginaler Stabilität mit $\nabla = \nabla_\mathrm{L}$ einstellt aber keine Homogenisierung des Profils bewirkt (siehe Abschnitt 3.1). Die Auswirkungen dieses Mischens auf das Profil sind gering. In Abbildung 5.5 sind die Wasserstoffprofile in den drei Fällen mit $\alpha_\mathrm{thm} = 0$, $\alpha_\mathrm{thm} = 1$ und $\alpha_\mathrm{thm} = 10^5$ zu einem festen Zeitpunkt während der Akkretion aufgetragen. Der Wasserstoffgehalt an der Oberfläche entspricht in allen drei Modellen dem der akkretierten Materie. Man erkennt, wie ein effektiveres Mischen mehr Heli-

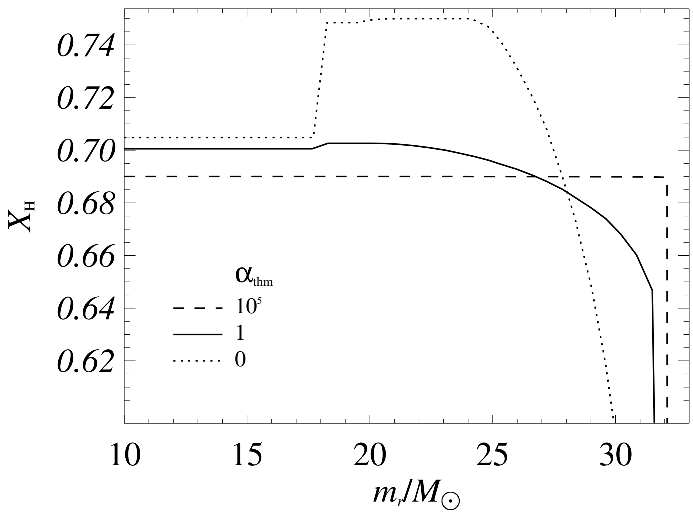

Abbildung 5.5: Wie in Abbildung 5.4, jedoch für unterschiedliche Effizienz des thermohalinen Mischens mit $\alpha_{\text{thm}} = 0, 1, 10^5$ (siehe Text). Das Profil mit der durchgezogenen Linie ist dasselbe wie Profil c) in Abbildung 5.4. Alle Profile sind zum selben Zeitpunkt dargestellt, d.h. für $t = 30000$a nach Beginn des Massentransfers bei einer Massentransferrate von $8.3 \cdot 10^{-5} M_\odot/\text{a}$

um in die inneren Bereiche des Sterns transportiert und dort den Wasserstoffgehalt reduziert. Es existiert jedoch in allen drei Fällen ein Bereich, in dem ein steiler Wasserstoffgradient im Profil vorliegt und in dem der Wasserstoffgehalt auf den Wert der akkretierten Materie fällt. Dieser Bereich wird mit zunehmender Effizienz des thermohalinen Mischens kleiner und ist im Fall $\alpha_{\text{thm}} = 10^5$ nur ca. $3 \cdot 10^{-5} M_\odot$ groß[1].

In den Abbildungen 5.6 und 5.7 sind die Auswirkungen der Akkretion heliumreichen Materials auf Leuchtkraft, Effektivtemperatur und Radius der Sekundärkomponente des oben beschriebenen Binärsystems in Abhängigkeit der Effizienz des thermohalinen Mischens zusammengefaßt. Abbildung 5.6 zeigt die Entwicklungswege der Sekundärkomponente während des Fall AB Massentransfers im Hertzsprung-Russell-Diagramm. Der Massentransfer beginnt und endet an den durch offene bzw. volle Kreise gekennzeichneten Positionen.

Die maximale Massentransferrate während der Akkretionsphase ist $3 \cdot 10^{-4} M_\odot/\text{a}$. Die entsprechende Massenakkretionszeitskala $\tau_{\dot{M}} \approx 10^5$a ist also länger als die thermische Zeitskala des Sekundärsterns $\tau_{\text{KH}} \approx 30000$a, so daß der Stern die Materie akkretieren kann, ohne nennenswert aus dem thermischen Gleichgewicht zu geraten. Die Leuchtkraft erhöht sich in allen drei Sternen also gemäß der Masse-Leuchtkraft-Beziehung für Hauptreihensterne (siehe z.B. Kippenhahn & Weigert 1991). Aus Abbildung 5.6 erhält man mit $\Delta L/L = \eta \Delta M/M$ für die Entwicklung des Modells mit $\alpha_{\text{thm}} = 1$ $\eta \approx 2.7$, was ungefähr dem Wert von η für Hauptreihensterne in diesem Massenbereich entspricht (Abschnitt 4.2.2). Erst gegen und nach dem Ende der Massentransferphase zeigen sich Unterschiede in der Leuchtkraft, die auf die unter-

[1] Dieser Bereich wird mit ca. 100 Stützstellen aufgelöst

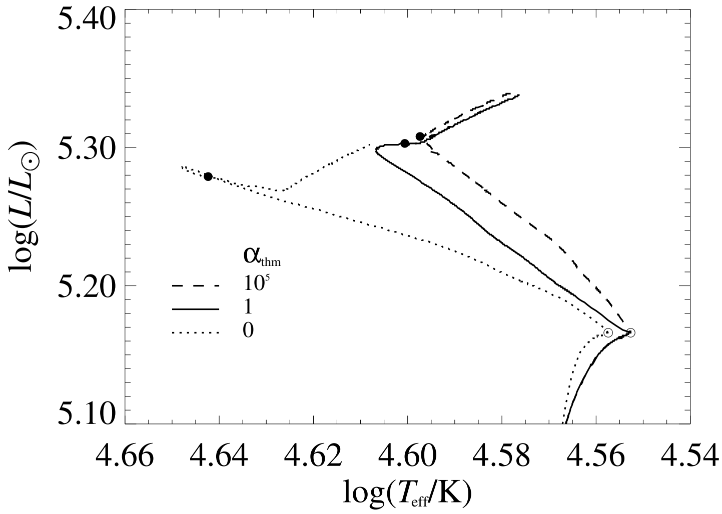

Abbildung 5.6: Entwicklungswege der Sekundärkomponenten der im Text beschriebenen Binärsysteme im Hertzsprung-Russell-Diagramm während der Akkretion heliumreichen Materials. Die drei Rechnungen unterscheiden sich in der Wahl des Effizienzparameters $\alpha_{\rm thm}$ des thermohalinen Mischen. Die offenen Kreise markieren den Beginn, die vollen Kreise das Ende des Massentransfers. Die Unterschiede in den Entwicklungswegen bereits zu Beginn des Massentransfers sind auf den ersten Fall A Massentransfer zurückzuführen, bei dem ebenfalls thermohalines Mischen in der Hülle auftrat. Die Massentransferraten während dieses Fall AB sind so niedrig, daß sich die Sterne zu jedem Zeitpunkt nahezu im thermischen Gleichgewicht befinden.

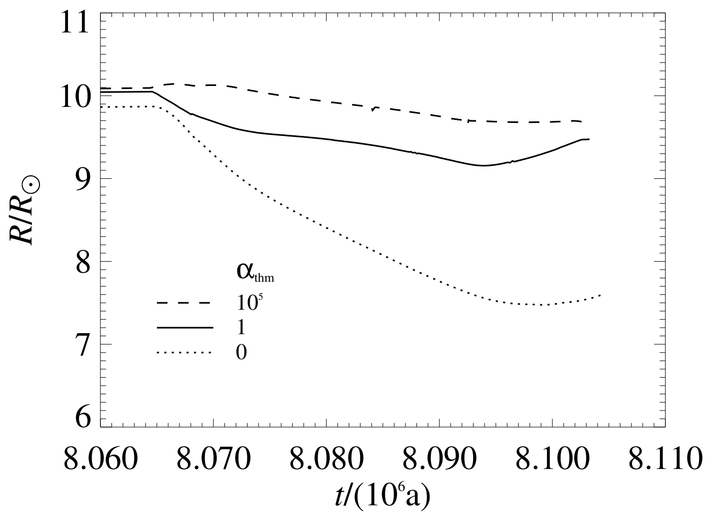

Abbildung 5.7: Radien der im Text beschriebene Sekundärkomponenten als Funktion der Zeit. Die drei Rechnungen wurden mit verschiedenen Werte des Effizienzparameters $\alpha_{\rm thm}$ des thermohalinen Mischens durchgeführt. Die Sterne befinden sich zu jedem Zeitpunkt des Massentransfers nahezu im thermischen Gleichgewicht

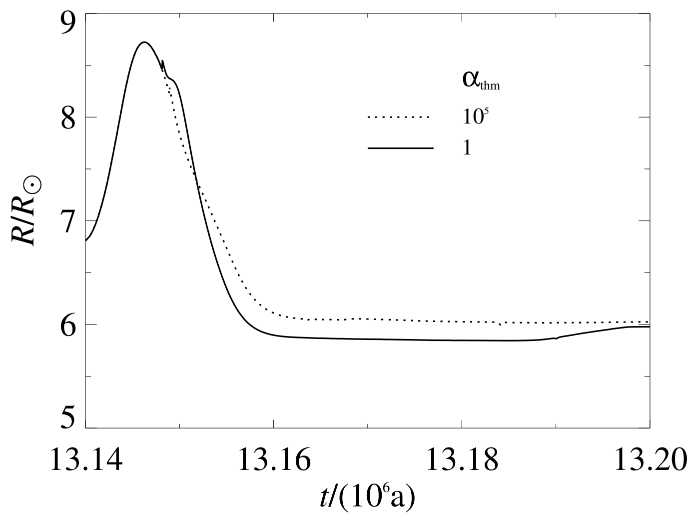

Abbildung 5.8: Radien der akkretierenden Sekundärkomponenten der im Text beschriebenen Modellsequenzen eines Fall B Massentransfers als Funktion der Zeit. Die beiden Rechnungen wurden mit verschiedene Werte des Effizienzparameters $\alpha_{\rm thm}$ des thermohalinen Mischens durchgeführt. Die Massentransferraten sind so hoch, daß die Sterne aus dem thermischen Gleichgewichts geraten. Dies ist an der starken Ausdehnung der Sterne bis $t = 13.146 \cdot 10^6$a zu erkennen.

schiedliche chemische Zusammensetzung in den Hüllen der drei verschiedenen Fälle zurückzuführen sind. Während sich in den beiden Fällen, in denen thermohalines Mischen zugelassen ist, die Entwicklungswege nach Ende der Akkretionsphase mit fortschreitender Homogenisierung der Hülle annähern und schließlich gleich verlaufen, bleibt das Modell, in dem kein thermohalines Mischen auftritt, weniger leuchtkräftig. Dieser Leuchtkraftunterschied ist jedoch klein gegen die gesamte Erhöhung der Leuchtkraft, verursacht durch die Erhöhung der Gesamtmasse der Modelle.

Während die Leuchtkrafterhöhung hauptsächlich durch die Erhöhung der Gesamtmasse verursacht wird, spiegeln die Unterschiede der Effektivtemperaturen der Sternmodelle die unterschiedlichen chemischen Profile in der Hülle wider. Der *mittlere* Wasserstoffgehalt in den Schichten oberhalb von ca. $28M_\odot$ (Abb. 5.5) sinkt mit abnehmender Effizienz des thermohalinen Mischens. Die niedrigere Opazität in der heliumreicheren Materie bewirkt, daß die Effektivtemperatur größer bleibt und daß die Komponenten kompakter sind, wie die Entwicklung der Sternradien in Abbildung 5.7 zeigt.

Bei der Argumentation in den vorherigen Absätzen konnte davon ausgegangen werden, daß sich die Sekundärkomponente zu jedem Zeitpunkt der Akkretionsphase praktisch im thermischen Gleichgewicht befindet. Dies ist jedoch im allgemeinen in Binärsystemen nicht der Fall. Abbildung 5.8 zeigt die Auswirkungen der Akkretion heliumreichen Materials auf den Radius eines Sterns bei einer Akkretionszeitskala, die kürzer als die thermische Zeitskala des Sterns ist. Dargestellt ist die zeitliche Entwicklung des Radius eines Sterns mit einer Anfangsmasse von $12M_\odot$, der während eines Fall B Massentransfers von der Primärkomponente der Anfangsmasse $13M_\odot$ mit einer maximalen Rate von $\dot{M}_2 = 1.1 \cdot 10^{-3} M_\odot/\mathrm{a}$ Material akkretiert (Siehe Abschnitt 6.1). Der Heliumgehalt des akkretierten Materials bleibt bis $t = 13.148 \cdot 10^6\mathrm{a}$ konstant bei $Y = 0.25$ und steigt bis zum Ende des Massentransfers auf $Y = 0.73$. Es wurden zwei Sequenzen gerechnet, eine mit einem Effizienzparameter für das thermohaline Mischen von $\alpha_{\mathrm{thm}} = 1$ und eine mit $\alpha_{\mathrm{thm}} = 10^5$.

In der Anfangsphase des Massentransfers, in der kein heliumreiches Material akkretiert wird und somit auch kein thermohalines Mischen stattfindet, entwickeln sich die Sekundärsternmodelle in beiden Sequenzen identisch. Da die Akkretionszeitskala kürzer als die thermische Zeitskala des akkretierenden Sterns ist, gerät dieser merklich aus dem thermischen Gleichgewicht und beginnt zu expandieren (siehe Abschnitt 1.2.1). Der Radius ist maximal bei der maximale Massenakkretionsrate. In dem Augenblick, in dem heliumreiches Material akkretiert wird, beginnen sich die Radien der Sekundärkomponenten der beiden Sequenzen unterschiedlich zu entwickeln. In den Phasen, in denen die Sterne nicht im thermischen Gleichgewicht sind, weist die Komponente mit dem effektiveren thermohalinen Mischen ($\alpha_{\mathrm{thm}} = 10^5$) einen größeren Radius auf als die Sequenz mit $\alpha_{\mathrm{thm}} = 1$. Erst wenn die Akkretionsrate soweit gesunken ist, daß die Sterne wieder ins thermische Gleichgewicht zurückfinden, stellt sich eine Situation ein, wie sie auch im weiter oben beschriebenen Fall des $20 + 18M_\odot$-Systems auftritt: In der Sequenz mit dem effektiveren thermohalinen Mischen hat der Sekundärstern einen kleineren Radius. Gegen Ende der Massentransferphase wird die Akkretionsrate so niedrig, daß in beiden Fällen die Zeitskala des thermohalinen Mischens kürzer als die Akkretionszeitskala ist. Dadurch hat das thermohaline Mischen einen vergleichbaren Einfluß auf das Wasserstoffprofil beider Sterne und die Radien nähern sich einander wieder an.

In diesem Fall, in dem der Sekundärstern aufgrund der hohen Akkretionsrate aus dem thermische Gleichgewicht gerät, ist der Einfluß des thermohalinen Mischen auf den Radius des Sterns gering.

5.2.2 Entwicklung der Oberflächenchemie

In einem Sternmodell, das eine endliche räumliche Auflösung besitzt, repäsentieren die chemischen Häufigkeiten an den Stützpunkten des Massengitters jeweils die Häufigkeiten ganzer Massenschalen. In Bereichen, in denen chemische Gradienten vorliegen, bedeutet dies, daß aus Gründen der Massenerhaltung die chemischen Häufigkeiten einen Mittelwert über eine Massenschale darstellen. Dies führt insbesondere in masseakkretierenden Sternmodellen, in denen sehr große chemische Gradienten auftreten können (siehe Abbildung 5.5), dazu, daß sich im Prinzip die chemische Zusammensetzung der äußersten Massenschale von der Zusammensetzung des akkretierten Materials unterscheiden kann. Daher ist es wichtig zu bemerken, daß die Photosphäre eines Sterns, in der sich die chemischen Zusammensetzung in beobachtbaren Größen manifestiert, in den in der vorliegenden Arbeit verwendeten Sternmodellen räumlich gut aufgelöst ist. Der äußerste Gitterpunkt der Sternmodelle liegt per Definition bei einer optischen Tiefe von $\tau_{\mathrm{Rosseland}} = 2/3$. Der Bereich

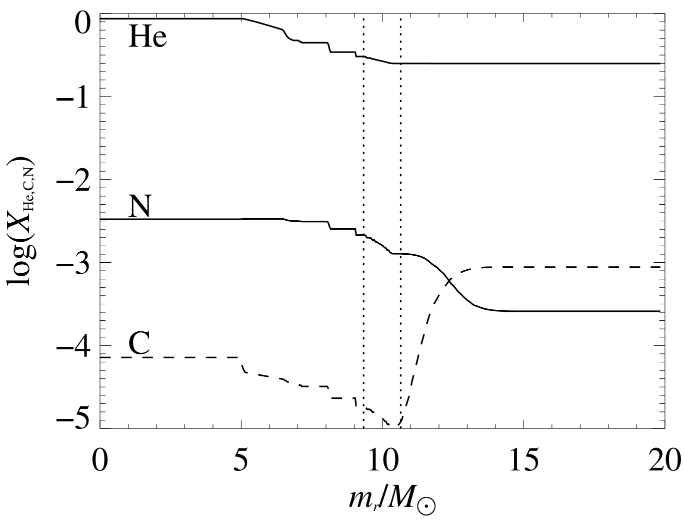

Abbildung 5.9: Helium-, Kohlenstoff- und Stickstoffprofil in der Primärkomponente des im Text beschriebenen $20 + 18M_\odot$-Binärsystems unmittelbar vor dem Einsetzen des Massentransfers. Die gepunkteten senkrechten Linien kennzeichnen den Übergang vom schnellen zum langsamen Fall A Massentransfer ($m_r = 10.65$) bzw. zum Fall AB Massentransfer ($m_r = 9.33M_\odot$)

bis $\tau_{\mathrm{Rosseland}} = 1$ wird typischerweise mit 4-5 Gitterpunkten aufgelöst.

Dennoch stellen die aus den Sternmodellen erhaltenen chemischen Oberflächenhäufigkeiten aus mehreren Gründen kein genaues quantitatives Maß für die beobachtbaren Häufigkeiten dar. 1) Verschiedene Absorptionslinien entstehen in unterschiedlicher Höhe in der Photosphäre eines Sterns. 2) Die Diffusionsnäherung für den Strahlungstransport stellt gerade in den Bereichen oberhalb von $\tau_{\mathrm{Rosseland}} = 1$ eine unzureichende Näherung dar. 3) Die Akkretion wird in den Sternmodellen als sphärisch symmetrisch angenommen. Da der Akkretionsprozeß in realen Doppelsternen nicht sphärisch symmetrisch ist, wird mit dem Auftreffen der Materie ein Mischen zwischen Oberflächenmaterial und akkretierten Material stattfinden (Ulrich & Burger 1976, Sarna 1992a).

Abbildung 5.9 stellt das Helium-, Kohlenstoff- und Stickstoffprofil in der Primärkomponente des oben beschriebenen $20M_\odot + 18M_\odot$ Systems unmittelbar vor Einsetzen des ersten Fall A Massentransfers dar (vgl. Iben 1965a,b, 1967). Diese Profile spiegeln sich in den Oberflächenhäufigkeiten der Primärkomponente wider, wenn der Massenverlust nach und nach tiefere Schichten dieser Komponente freilegt. Dies ist in Abbildung 5.10 zu sehen, in der die Oberflächenhäufigkeiten von Kohlenstoff und Stickstoff beider Komponenten des Systems als Funktion der Zeit aufgetragen sind. Die grau unterlegten Bereiche markieren den Fall A und den Fall AB Massentransfer. Der steile Anstieg der Stickstoffhäufigkeit und der anschließende flachere Verlauf kennzeichnen den Übergang von der schnellen zur langsamen Phase des Fall A Massentransfers.

Die Transformation von ^{12}C in ^{14}N durch die Reaktionen des CNO-Zyklus führt

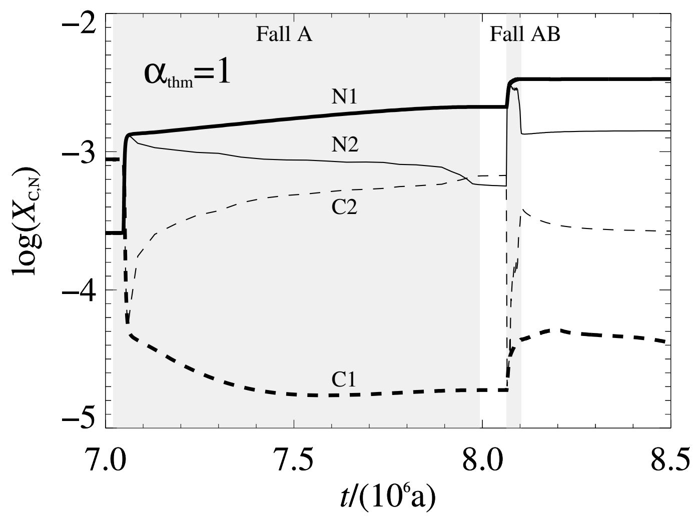

Abbildung 5.10: Die Oberflächenhäufigkeiten der Komponenten des im Text beschriebenen $20 + 18M_\odot$ Binärsystems als Funktion der Zeit. Die Stickstoffhäufigkeiten sind durch durchgezogene Linien und mit einem 'N' markiert, Kohlenstoffhäufigkeiten gestrichelt und mit 'C' gekennzeichnet. Die Oberflächenzusammensetzung der masseverlierenden Komponente ist durch dicke Linien (Index 1), die der akkretierenden Komponente durch dünne Linien (Index 2) dargestellt. Grau schattierte Bereiche kennzeichnen Massentransferphase.

zu einer Erhöhung des Molekulargewichtes. In dem Augenblick, in dem stickstoffangereichertes Material von der Sekundärkomponente akkretiert wird, beginnt sich daher in den äußeren Schichten der Sekundärkomponente ein invertierter Molekulargewichtsgradient aufzubauen noch bevor heliumreiches Material an der Oberfäche des Primärsterns erscheint (Abb. 5.9). Dies ist in der numerischen Behandlung des thermohalinen Mischens nicht berücksichtigt (Siehe Anhang A), da in den Diffusionskoeffizienten des thermohalinen Mischens die Abhängigkeit des Molekulargewichtes nur vom Wasserstoffgehalt eingeht. Dies stellt jedoch keinen ernsthaften Fehler dar, da der sich aufbauende Molekulargewichtsgradient wegen der geringen absoluten Häufigkeit von Kohlenstoff und Stickstoff sehr klein ($\Delta\mu = 5 \cdot 10^{-4}$) und damit die Zeitskala des thermohalinen Mischens sehr groß im Verhältnis zur Entwicklungszeitskala während des Massentransfers ist (Siehe Abschnitt 5.1). Das thermohaline Mischen setzt also erst mit der Akkretion heliumreichen Materials auf die Sekundärkomponente effektiv ein.

Während der schnellen Massentransferphasen kann das akkretierte Material nicht schnell genug in das Innere des Sterns gemischt werden und die Oberflächenhäufigkeit des Sekundärsterns entspricht der Zusammensetzung der akkretierten Materie. In den langsamen Massentransferphasen jedoch ist das thermohaline Mischen effektiv genug, um den Stickstoff- und Kohlenstoffgehalt an der Oberfläche zu reduzieren bzw. zu erhöhen. Die Massentransferraten, bei denen die Oberflächenhäufigkeiten der Sekundärkomponente von der Zusammensetzung des akkretierten Materials wieder abzuweichen beginnt, ist $1.9 \cdot 10^{-5} M_{\odot}/\mathrm{a}$ im Fall A und $1.7 \cdot 10^{-4} M_{\odot}/\mathrm{a}$ im Fall B. Dieser Unterschied ist darauf zurückzuführen, daß die maximale Massentransferrate im Fall A mit $\dot{M}_{2,\max} = 1.11 \cdot 10^{-3} M_{\odot}/\mathrm{a}$ höher ist als im Fall B mit $\dot{M}_{2,\max} = 3.02 \cdot 10^{-4} M_{\odot}/\mathrm{a}$.

In der langsamen Phase des Fall A Massentransfers und nach Ende des Fall B Massentransfer ist die Oberflächenhäufigkeit des Stickstoffs nur etwa um einen Faktor 1.5 bis 2.5 niedriger als die des Primärsterns. Bei der Kohlenstoffhäufigkeit ist der Unterschied jedoch wesentlich größer. Nach dem Ende des Fall AB Massentransfers ist die Kohlenstoffhäufigkeit des Sekundärsterns typischerweise ein Faktor 7 und während der langsamen Phase des Fall A Massentransfers sogar bis zu einem Faktor 30 höher als in der Primärkomponente.

Während des Massentransfers sind quantitative Aussagen zu den Oberflächenhäufigkeiten der Sternmodelle, wie oben erwähnt, nur eingeschränkt möglich. Der Vergleich der vorhergehend dargestellten Ergebnisse mit Beobachtungen der Kohlenstoffhäufigkeiten in Algol-Systemen (Parthasaraty et al. 1983, Cugier & Hardrop 1988, Cugier 1989, Tomkin & Lambert 1989) zeigt jedoch, daß diese zumindest qualitativ verstanden werden können (De Greve & Cugier, 1989).

Kapitel 6

Entwicklungsrechnungen für massereiche Doppelsterne

In diesem Kapitel werden Entwicklungsrechnungen für massereiche enge Doppelsterne vorgestellt, die mit den in Kapitel 2 beschriebenen physikalischen Annahmen berechnet wurden.

Berechnet wurden zwei Systeme, ein Fall A System mit Massen der Komponenten von $20 M_{\odot}$ und $18 M_{\odot}$, sowie ein Fall B System mit Komponenten von $13 M_{\odot}$ und $12 M_{\odot}$. Bei beiden Systemen sind die Systemparameter so gewählt worden, daß es während des Massentransfers zu keinem Kontakt der Komponenten kommt. Dadurch werden Unsicherheiten der Entwicklung durch eine Kontaktphase vermieden (siehe Abschnitt 2.6.2), und die Entwicklung der Systeme kann sehr wahrscheinlich durch einen konservativen Massentransfer beschrieben werden.

Die Anfangsmassen der Systeme sind so gewählt, daß alle Komponenten ihre Entwicklung mit einer Supernovaexplosion beenden. Das $13 + 12 M_{\odot}$ System liegt dabei an der unteren Grenze dieses Massenbereichs. Ein weiterer Grund für die Wahl dieser relativ niedrigen Anfangsmasse des Systems ist, daß es in einem solchen System zu einem Fall BB Massentransfer kommt, für den in der Literatur nur sehr wenige Modellrechnungen beschrieben sind. Bei einer höheren Anfangsmasse würde sich der Primärstern nach dem Ende des ersten Fall B Massentransfers nicht mehr weit genug ausdehnen, um sein Roche-Volumen ein weiteres mal zu füllen (Savonije & Takens 1976, Habets 1986b).

Die Massen der Komponenten sind auch deshalb relativ klein gewählt, um den Einfluß von Windmassenverlusten auf die Entwicklung der Systeme gering zu halten. Darüber hinaus entwickeln sich die Primärkomponenten der untersuchten Binärsysteme zu Wolf-Rayet-Sternen, im Gegensatz zu Einzelsternen derselben Masse. Wolf-Rayet-Sterne dieser Masse können also nur in einem Binärsystem entstehen.

Beide Systeme wurden mit einem Effizienzparameter der Semikonvektion von $\alpha_{\rm sk} = 0.01$ berechnet. Dadurch wird erreicht, daß die Sekundärkomponenten nach dem Massentransfer keine Verjüngung erfahren (siehe Kapitel 4). Alle bisher in der Literatur beschriebenen Binärmodelle waren bei einer Akkretion auf die Sekundärkomponente während deren Hauptreihenphase von einer Verjüngung ausgegangen. Zunächst soll das Fall B System vorgestellt werden.

6.1 Der Fall B

6.1.1 Überblick

Als Beispiel für den Fall B Massentransfer dient ein Binärsystem mit einer Primärkomponente der Anfangsmasse $M_1 = 13M_\odot$ und einer Sekundärkomponente der Masse $M_2 = 12M_\odot$. Die Anfangsperiode des Systems ist $P_\mathrm{K} = 3.06$d, woraus sich ein Bahnabstand von $25.92R_\odot$ ergibt. Dieser vergrößert sich aufgrund von Windmassenverlusten bis zum Ende der Hauptreihenentwicklung der Primärkomponente minimal. Der Roche-Radius der Primärkomponente beträgt damit $10R_\odot$. Da die Primärkomponente am Ende des zentralen Wasserstoffbrennens einen Radius von ca. $7R_\odot$ hat, handelt es sich also um einen frühen Fall B. Die auftretenden Massentransferraten bleiben daher so niedrig, daß sich das System zu keinem Zeitpunkt des Massentransfers in eine Kontaktkonfiguration entwickelt (siehe Abschnitt 2.6.2). Es wird daher angenommen, daß der Massentransfer konservativ verläuft und die gesamte von der Primärkomponente verlorene Masse vom Sekundärstern akkretiert wird. Nach dem Ende des Fall B Massentransfers sind die Massen der Komponenten $M_1 = 2.98M_\odot$ und $M_2 = 21.89M_\odot$. Die Primärkomponente hat ihre Wasserstoffhülle verloren und entwickelt sich zu einem Heliumstern. Nach dem Ende des zentralen Heliumbrennens füllt die Primärkomponente ein zweites Mal ihr Roche-Volumen und es setzt ein Fall BB Massentransfer ein. Die Sekundärkomponente hat zu diesem Zeitpunkt bereits ihre Hauptreihenphase beendet und befindet sich am Beginn des zentralen Heliumbrennens. Zum Ende der Modellsequenz der Primärkomponente ($M_1 = 1.64M_\odot$) dauert der Fall BB Massentransfer noch an. Die Entwicklung der Primärkomponente endet vermutlich in einer Supernovaexplosion. Die Sekundärkomponente entwickelt sich, da sie nach den Massentransferphasen keine Verjüngung durchführt, zu einem blauen Überriesen. Dadurch wird ihr Radius zu keinem Zeitpunkt groß genug, um ihren Roche-Radius zu überschreiten, d.h. es kommt zu keinem weiteren Massentransfer. Die Sekundärkomponente explodiert als Supernova vom Typ der SN 1987A bei einer Gesamtmasse von $M_2 = 22.54M_\odot$.

In Tabelle 6.1 sind die wichtigsten Daten der Modellsequenz dieses Binärsterns zusammengefaßt.

6.1.2 Entwicklung der Primärkomponente

Entwicklung im Hertzsprung-Russell-Diagramm

In Abbildung 6.1 sind die Entwicklungswege beider Komponenten des Binärsystems im Hertzsprung-Russell-Diagramm dargestellt. Der Entwicklungsweg der Primärkomponente ist durch die dicke Linie gekennzeichnet. Nach Ende des zentralen Wasserstoffbrennens (Punkt B) entwickelt sich der Primärstern auf einer thermischen Zeitskala zu niedrigeren Effektivtemperaturen, füllt sein Roche-Volumen, und der

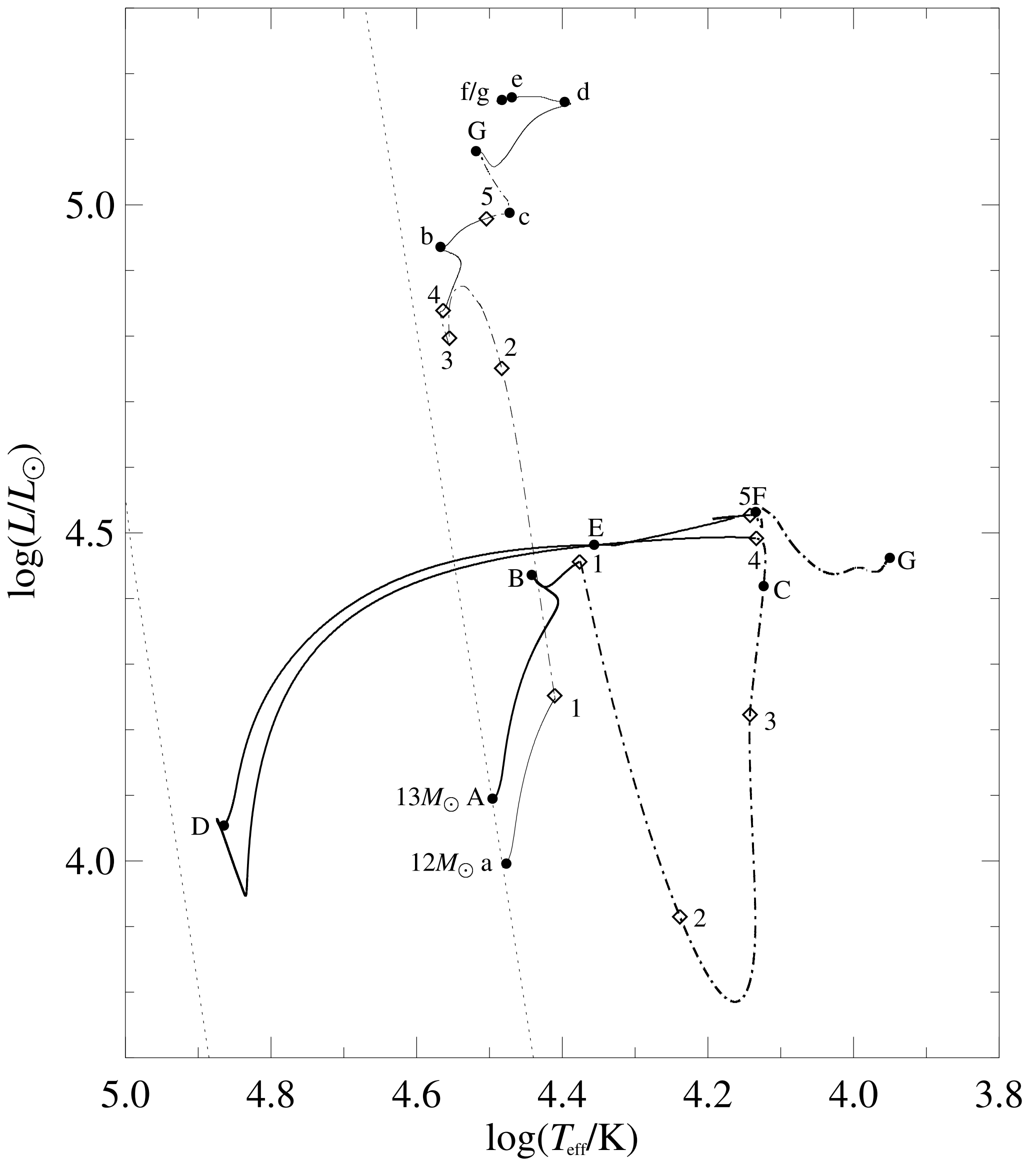

Abbildung 6.1: Entwicklungswege der Komponenten des $13+12M_\odot$-Binärsystems im Hertzsprung-Russell-Diagramm. Die Primärkomponente ist durch eine dicke Linie und Großbuchstaben, die Sekundärkomponente durch eine dünne Linie und Kleinbuchstaben dargestellt. Massentransferphasen sind durch Zahlen und strichpunktierte Linien gekennzeichnet. Es bedeuten a/A: Nullalter-Hauptreihe, b/B: Ende zentrales Wasserstoffbrennen, c/C: Beginn zentrales Heliumbrennen, d/D: Ende zentrales Heliumbrennen, e/E: Beginn zentrales Kohlenstoffbrennen, f/F: Ende zentrales Kohlenstoffbrennen, g/G: letztes berechnetes Modell. Weiterhin bezeichnen 1: Beginn Fall B Massentransfer, 2: Maximale Massentransferrate, 3: Ende der schnellen Phase des Massentransfers, 4: Ende Fall B Massentransfer, 5: Beginn Fall BB Massentransfer. Dieser endet mit dem letzten Modell der Primärkomponente am Punkt G. Die Lagen der Wasserstoff- bzw. Heliumhauptreihe sind durch gepunktete Linien angedeutet.

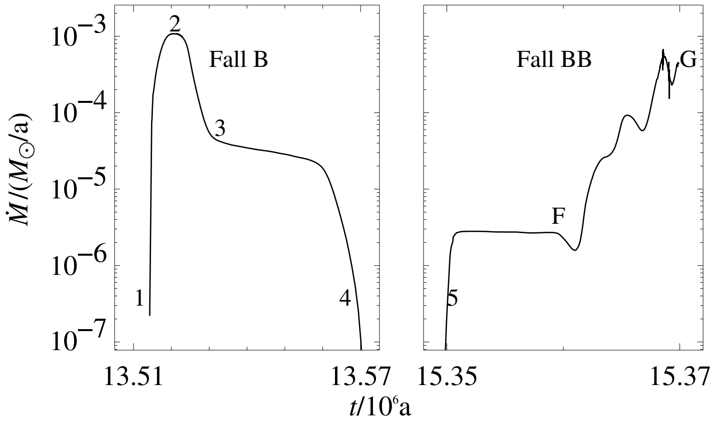

Abbildung 6.2: Massentransferraten in dem $13 + 12M_\odot$ Binärsystem. Links ist der erste Fall B Massentransfer, rechts der zweite Fall BB Massentransfer dargestellt. Die Zahlen und Buchstaben beziehen sich auf die Positionen in Abbildung 6.1.

Fall B Massentransfer setzt ein (Punkt 1). Wie in Abschnitt 1.2 beschrieben wird der Massentransfer zunächst thermisch instabil und es entwickelt sich eine Phase schnellen Massentransfers, in der die maximale Massentransferrate $-\dot{M}_{1,\max} = 1.06 \cdot 10^{-3} M_\odot/\mathrm{a}$ beträgt (Punkt 2, siehe Abbildung 6.2), welche ungefähr der Beziehung $-\dot{M}_{\max} \approx M/\tau_{\mathrm{KH}}$ (Paczyński 1971b) entspricht, die $-\dot{M}_{\max} = 0.72 \cdot 10^{-3} M_\odot/\mathrm{a}$ liefert.

An die schnelle Phase, in der der Stern einen Großteil seiner Hülle verliert (ca. $9M_\odot$), schließt sich eine Phase langsamen Massentransfers an (Punkt 3), in der weitere ca. $1M_\odot$ auf den Sekundärstern transferiert werden. Der Massentransfer endet, wenn das Zünden des zentralen Heliumbrennens die Kontraktion des Kerns und damit die Expansion der Hülle stoppt (Punkt 4/C). Die Masse der Primärkomponente beträgt dann $2.98M_\odot$, die Leuchtkraft ist $\log L/L_\odot = 4.491$ und die Oberflächenhäufigkeit von Wasserstoff ist auf $X = 0.272$ gesunken. Mit diesen Werten liegt die Primärkomponente unterhalb der Leuchtkraftgrenze, mit der in Abschnitt 2.2.4 die Wolf-Rayet-Phase definiert wird (siehe Abbildung 2.2), d.h. daß sie sich mit einer niedrigeren Massenverlustrate als der von Langer (1989b) oder Hamann et al. (1995) gefundenen WR-Massenverlustrate entwickelt.

Nach dem Verlust fast der gesamten Wasserstoffhülle durch den Fall B Massentransfer kontrahiert die Primärkomponente ungefähr bis zur Helium-Hauptreihe, bleibt jedoch wegen der höheren Opazität der wasserstoffhaltigen Atmosphäre etwas ausgedehnter und damit kühler als ein Heliumstern gleicher Masse. Das zentrale Heliumbrennen findet im Leuchtkraftminimum bei $\log T_{\mathrm{eff}}/K \approx 4.82$ und $\log L/L_\odot \approx 3.97$ statt. Bis zum Ende des zentralen Heliumbrennens reduzieren Windmassenverluste die Masse um $0.08M_\odot$ auf $M_1 = 2.90$ und den Oberflächengehalt an Wasserstoff auf $X = 0.249$.

Nach Ende des zentralen Heliumbrennens (Punkt D) expandiert der Stern wieder und entwickelt sich zu niedrigeren Effektivtemperaturen. Mit Beginn des zentralen Kohlenstoffbrennens (Punkt E) stoppt die Expansion der Hülle zunächst, setzt sich dann aber mit Fortschreiten des Kohlenstoffbrennens weiter fort. Im Laufe dieser Expansion füllt der Stern noch während des zentralen Kohlenstoffbrennens sein Roche-Volumen ein zweites Mal und ein Fall BB Massentransfer setzt ein (Punkt 5). Da die Primärkomponente jetzt die masseärmere Komponente ist, bleibt der Massentransfer thermisch stabil (Abschnitt 1.2.1) und verläuft mit der nuklearen Zeitskala des zentralen Kohlenstoffbrennens. Mit dem Ende des zentralen Kohlenstoffbrennens (Punkt F) endet diese Phase des langsamen Massentransfers. Da sich ein Heliumstern mit einer Masse $\lesssim 2.9 M_{\odot}$ nach dem Ende des zentralen Kohlenstoffbrennens auf einer thermischen Zeitskala zu einen roten Riesen entwickelt (Savonije & Takens 1976, Habets 1986b), steigt die Massentransferrate stark an. Diese Entwicklung ist vergleichbar einem Fall B nach dem Ende des zentralen Wasserstoffbrennens. Der Fall BB Massentransfer dauert bis zum Ende der Modellsequenz an. Zu diesem Zeitpunkt beträgt die Gesamtmasse $M_1 = 1.64 M_{\odot}$ und die Massentransferrate $-\dot{M}_1 = 4.5 \cdot 10^{-4} M_{\odot}/\mathrm{a}$. Die Primärkomponente hat während der Fall BB Massentransferphase $1.20 M_{\odot}$ und damit den Rest ihrer Wasserstoffhülle sowie einen Großteil ihrer Heliumhülle verloren. Obwohl die Modellsequenz aufgrund numerischer Schwierigkeiten nicht bis zum Ende des Fall BB Massentransfers gerechnet werden konnte, kann abgeschätzt werden, daß die Primärkomponente bis zum Ende des Fall BB Massentransfers weitere $0.22 M_{\odot}$ verliert und damit eine Endmasse von ca. $1.42 M_{\odot}$ haben wird (siehe unten).

Entwicklung des Sterninneren und Endkonfiguration

In Abbildung 6.3 ist die innere Entwicklung der Primärkomponente als Funktion der Zeit aufgetragen. Nach dem Ende des zentralen Wasserstoffbrennens ($t = 13.50 \cdot 10^6 \mathrm{a}$) hat der Heliumkern der Primärkomponente eine Masse von $M_{\mathrm{He}} = 1.83 M_{\odot}$, wie an der Position der Wasserstoffschalenquelle zu erkennen ist. Das Fortschreiten der Wasserstoffschalenquelle läßt den Heliumkern bis zum Ende des zentralen Heliumbrennens bis auf $M_{\mathrm{He}} = 2.66 M_{\odot}$ anwachsen. Wie in Abschnitt 3.2 beschrieben, verhindert die chemische Diskontinuität bei $m_r = 0.6$ ein Ausdehnen des konvektiven Kerns in Masse auf die Größe, die der Zunahme der Heliumkernmasse entspricht. Daraus resultiert zum Ende des Heliumbrennens ein C/O-Kern der Masse $M_{\mathrm{C/O}} = 0.58 M_{\odot}$.

Nomoto (1984) erhielt für einen Heliumkern mit einer Masse $M_{\mathrm{He}} = 2.58 M_{\odot}$ nach dem zentralen Heliumbrennen und mit Konvektion nach dem Schwarzschildkriterium einen C/O-Kern der Masse $M_{\mathrm{C/O}} = 1.02 M_{\odot}$. Habets (1886b) erhielt mit einer weiteren unterschiedlichen Behandlung der Konvektion für einen $2.5 M_{\odot}$ Heliumstern eine C/O-Kernmasse von $M_{\mathrm{C/O}} = 1.35 M_{\odot}$ am Ende des zentralen Heliumbrennens. Diese Unterschiede verdeutlichen nochmals, wie verschiedene Behandlung der Konvektion die Größe der nach den zentralen Brennphasen verbleibenden Kerne, sowie die chemische Zusammensetzung der darüberliegenden Schichten und damit die Effizienz der Schalenquellen beeinflußt.

Während der Kernkontraktion nach dem zentralen Heliumbrennen vergrößert

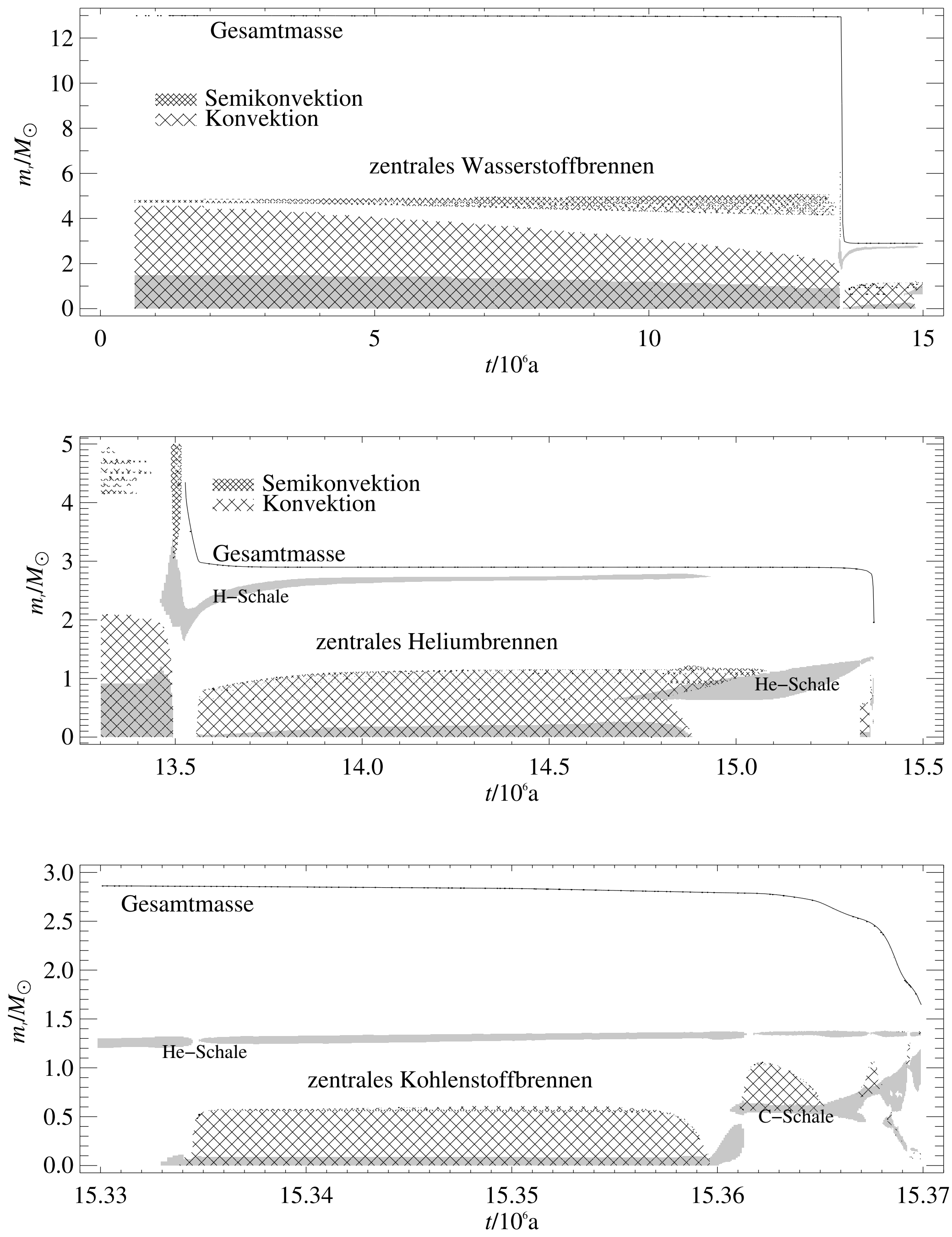

Abbildung 6.3: Innere Entwicklung des im Text beschriebenen $13M_\odot$ Primärsterns während des zentralen Wasserstoffbrennens (oben), des zentralen Heliumbrennens (Mitte) sowie während und nach dem zentralen Kohlenstoffbrennen bis zum Ende der Modellsequenz (unten). Grau schattiert sind die Massenschalen mit der höchsten spezifischen nuklearen Energieproduktion, die zusammen 90% der gesamten nuklear erzeugten Energie stellen.

die Helium-Schalenquelle den C/O-Kern soweit, daß seine Masse die zum Zünden des Kohlenstoffbrennens erforderliche Masse von $1.03 M_\odot$ (Boozer et al. 1973) überschreitet. Bei $M_{\mathrm{C/O}} = 1.19 M_\odot$ zündet das Kohlenstoffbrennen zentral unter leicht entarteten Bedingungen in einem schwachen "Flash", in dem das Kohlenstoffbrennen allein kurzfristig mehr als 90% der gesamten nuklearen Energieproduktion erzeugt. Dies ist an dem scheinbaren "Erlöschen" der Heliumschalenquelle in Abbildung 6.3 (unten, $t = 15.3345 \cdot 10^6$ a) zu erkennen.

Nach dem Ende des zentralen Kohlenstoffbrennens und der folgenden Kernkontraktion zündet eine Kohlenstoffschalenquelle, die den ONeMg-Kern mit einer Anfangsmasse von $M_{\mathrm{ONeMg}} = 0.44 M_\odot$ weiter vergrößert. Wie in Abbildungen 6.3 zu erkennen ist, läuft das fortschreitende Kohlenstoffschalenbrennen in mehreren Phasen ab, die durch das Auftreten von Konvektionszonen gekennzeichnet sind (siehe auch Abb. 6.5, 6.10 und 6.12, Nomoto 1984, Habets 1986b). Während des konvektiven Schalenbrennens überschreitet die nukleare Energieerzeugung die Neutrinoverluste, während in den nichtkonvektiven Phasen die Neutrinoverluste höher als die nukleare Energieerzeugung sind (Nomoto 1984). Das Kohlenstoffschalenbrennen vergrößert den ONeMg-Kern auf eine Masse, die mit $1.29 M_\odot$ nur $0.02 M_\odot$ kleiner als die des C/O-Kerns ist.

Die Endmasse des Primärsterns kann wie folgt abgeschätzt werden. Die Massentransferrate des Fall BB Massentransfers weist mehrere Maxima auf (Abbildung 6.2). Diese Maxima fallen in die Phasen des Kohlenstoffschalenbrennens, in denen keine Konvektionszonen oberhalb der Kohlenstoffschalenquelle auftreten (vgl. Abbildung 6.3). In diesen Phasen kontrahiert der Kern. Die Kontraktion führt über das Spiegelungsprinzip oberhalb der Heliumschalenquelle zu einer verstärkten Expansion des Sterns (siehe Abbildung 5 bei Nomoto 1984), wodurch sich die Massentransferrate erhöht. Die Modellsequenz des Primärsterns endet ungefähr im letzten Maximum der Massentransfers. Unter der Annahme, daß die Kurve der Massenverlustrate symmetrisch um die Maxima verläuft (siehe Abbildung 6.2), erhält man für die Primärkomponente zum Ende des Fall BB Massentransfers eine Masse von ca. $1.42 M_\odot$.

In Abbildung 6.4 sieht man, daß der C/O-Kern eine Masse von $M_{\mathrm{C/O}} = 1.31 M_\odot$ hat. Daraus folgt, daß der ONeMg-Kern die zum Zünden des Neonbrennens erforderliche Masse von $1.37 M_\odot$ (Nomoto 1984) noch nicht erreicht hat und daß der Kern entartet. Mit dem Fortschreiten der Helium- und der Kohlenstoffschalenquelle wird sich schließlich die Masse des ONeMg-Kerns auf über $1.375 M_\odot$ erhöhen. Dann führen Elektroneneinfänge auf ^{24}Mg und ^{20}Ne zu einer sogenannten "electron-capture" Supernovaexplosion des Primärsterns (Finzi & Wolf 1967, Rakavy et al. 1967, Miyaji et al. 1980, Nomoto 1984). Da die Masse der Heliumhülle zu diesem Zeitpunkt wahrscheinlich unter $0.1 M_\odot$ gesunken ist, wird das Erscheinungsbild der Explosion dem einer Typ Ic Supernova entsprechen.

In Abbildung 6.4 ist die chemische Zusammensetzung des $13 M_\odot$ Primärsterns am Ende der Modellsequenz dargestellt. Die Unterschiede in den Häufigkeiten der dargestellten Isotope zu den Ergebnissen anderen Arbeiten liegt innerhalb der Grenzen, die durch Unterschiede in den nuklearen Reaktionsraten erklärt werden können

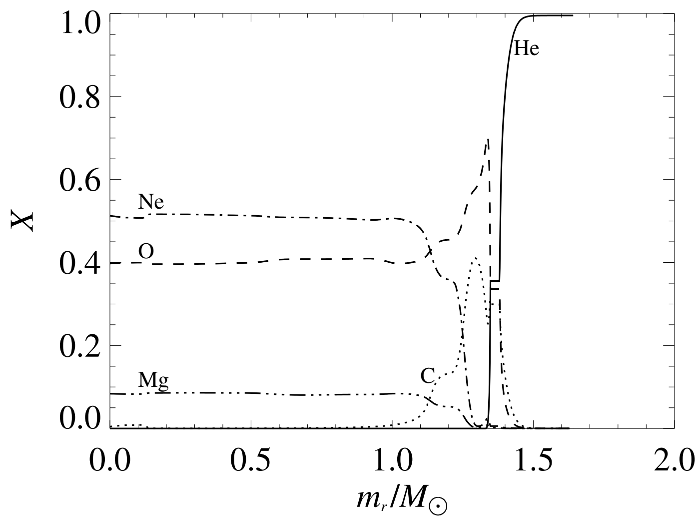

Abbildung 6.4: Chemische Zusammensetzung des $13 M_\odot$ Primärsterns (siehe Text) am Ende der Modellsequenz.

(Für Details siehe Habets 1986b und Referenzen darin).

6.1.3 Entwicklung der Sekundärkomponente

Entwicklung im Hertzsprung-Russell-Diagramm

In Abbildung 6.1 ist der Entwicklungsweg der Sekundärkomponente im Hertzsprung-Russell-Diagramm durch die dünne Linie gekennzeichnet. Mit dem Beginn des Massentransfers erhöht sich die Leuchtkraft des Sterns zum einen durch die Massenzunahme nach der Masse-Leuchtkraft-Beziehung (Gl. 4.2) und zum anderen durch die bei der Akkretion freiwerdende Gravitationsenergie. Da die Massenakkretionszeitskala $M_2/\dot{M}_{\max} \approx 11000$a deutlich kleiner ist als die thermische Zeitskala des Sekundärsterns $\tau_{\rm KH} \approx 37000$a, gerät der Stern erheblich aus dem thermischen Gleichgewicht und wird überleuchtkräftig. Dies erkennt man an dem Maximum in der Leuchtkraft, wenn die Akkretionsrate zum Ende der schnellen Phase des Fall B Massentransfers (zwischen Punkt 2 und 3) soweit sinkt, daß der Stern wieder ins thermische Gleichgewicht zurückfindet. Die maximale Ausdehnung des Sterns fällt zusammen mit der maximalen Massentransferrate (Punkt 3) und beträgt $R_{\max} = 8.71 R_\odot$

Die in der langsamen Phase des Fall B auftretende Massentransferrate ist so gering (siehe Abbildung 6.2), daß der Stern praktisch im thermischen Gleichgewicht bleibt und die Leuchtkrafterhöhung zu jedem Zeitpunkt der thermischen Gleichgewichtsleuchtkraft seiner sich erhöhenden Masse entspricht. Daher entwickelt sich die Sekundärkomponente von Punkt 3 bis 4 parallel zur Hauptreihe.

Nach dem Ende des Fall B Massentransfers (Punkt 5) beendet der Stern seine Hauptreihenphase (Punkt b). Da der Sekundärstern keine Verjüngung durchgeführt hat, bleibt er, anstatt sich nach dem Ende des zentralen Wasserstoffbrennens zur Hayashi-Linie zu entwickeln, im heißen Bereich des HR-Diagramms und verbringt das zentrale Heliumbrennen (Punkt c bis d) als blauer Überriese ($T_{\rm eff} \approx 25000 \ldots 32000$K).

Kurz vor dem Zünden des zentralen Heliumbrennens setzt der Fall BB Massentransfer ein. Durch die Massenzunahme erhöht sich auch die Leuchtkraft. Nach dem Ende des Massentransfers (Punkt G) verringert sich die Leuchtkraft der Sekundärkomponente wieder, da sich durch das thermohaline Mischen in der Hülle die Wasserstoffhäufigkeit an der Oberfläche von 0 auf 0.651 erhöht. Nach dem Ende des zentralen Heliumbrennens (Punkt d) kontrahiert der Stern mit der Kontraktion des Kerns, da sowohl die Wasserstoff- als auch die Heliumschalenquelle aktiv sind.

Der Sekundärstern durchläuft anschließend das zentrale Kohlenstoffbrennen (Pkt. e bis f). Die Modellsequenz endet mit dem Zünden des Neonbrennens (Punkt g).

Entwicklung des Sterninneren und Endkonfiguration

Da die Sekundärkomponente keine Verjüngung durchführt, weist sie nach Ende der beiden Massentransferphasen einen kleineren konvektiven Kern auf, als ein vergleichbarer Einzelstern gleicher Masse und zentralen Heliumgehalts (siehe Kapitel 4). Der Heliumkern hat zum Ende des zentralen Wasserstoffbrennens eine Masse von $M_{\rm He} = 2.48 M_\odot$ bei einer Gesamtmasse der Sekundärkomponente von $M_2 = 21.83 M_\odot$ (Abbildung 6.5). Zum Vergleich: Der Heliumkern in einem $20 M_\odot$ bzw. $23 M_\odot$ Einzelstern hat am Ende des zentralen Wasserstoffbrennens eine Masse von $M_{\rm He} = 4.0 M_\odot$ bzw. $M_{\rm He} = 4.9 M_\odot$ (siehe Tabelle 4.1, Sequenz Nr. 14 und 15). Die Leuchtkraft des Sterns entspricht ungefähr der eines Einzelsterns gleicher Masse im Heliumbrennen, die Wasserstoffschalenquelle stellt, im Gegensatz zu einem vergleichbaren Einzelstern, fast die gesamte nukleare Energieproduktion (ca. 90%, vgl. Abbildung 4.7). Daher entwickelt sich die Wasserstoffschalenquelle schnell zu höheren Massen, so daß der Heliumkern zum Ende des zentralen Heliumbrennens eine Masse von $M_{\rm He} = 3.88 M_\odot$ aufweist. Die Anfangsmasse des C/O-Kerns zu diesem Zeitpunkt ist $M_{\rm C/O} = 0.91 M_\odot$.

Während der auf das zentrale Heliumbrennen folgenden Kernkontraktion vergrößert die Heliumschalenquelle den C/O-Kern bis zum Erreichen der Zündtemperatur des Kohlenstoffbrennens auf $M_{\rm C/O} = 1.36 M_\odot$. Daher zündet das Kohlenstoffbrennen zentral unter nicht entarteten Bedingungen. Es kann sich keine ausreichend starke μ Barriere aufbauen, um das Anwachsen des konvektiven Kerns während des Kohlenstoffbrennens zu verhindern (Abbildung 6.5 unten), weil sich das Molekulargewicht durch die Brennprodukte nur wenig ändert. Die Masse des ONeMg-Kerns am Ende des zentralen Kohlenstoffbrennens beträgt $M_{\rm ONeMg} = 0.67 M_\odot$.

In Abbildung 6.6 ist die chemische Zusammensetzung der Kernregion des letzten Modells der Sequenz dargestellt. Die Kohlenstoffschalenquelle hat die ONeMg-Kernmasse auf $M_{\rm ONeMg} = 1.51 M_\odot$ erhöht. Diese überschreitet deutlich die kritische Masse von $1.37 M_\odot$ zum Zünden des Neonbrennens. Das Neonbrennen zündet zentral und unter nicht entarteten Bedingungen, d.h. der Sekundärstern wird einen Eisen-

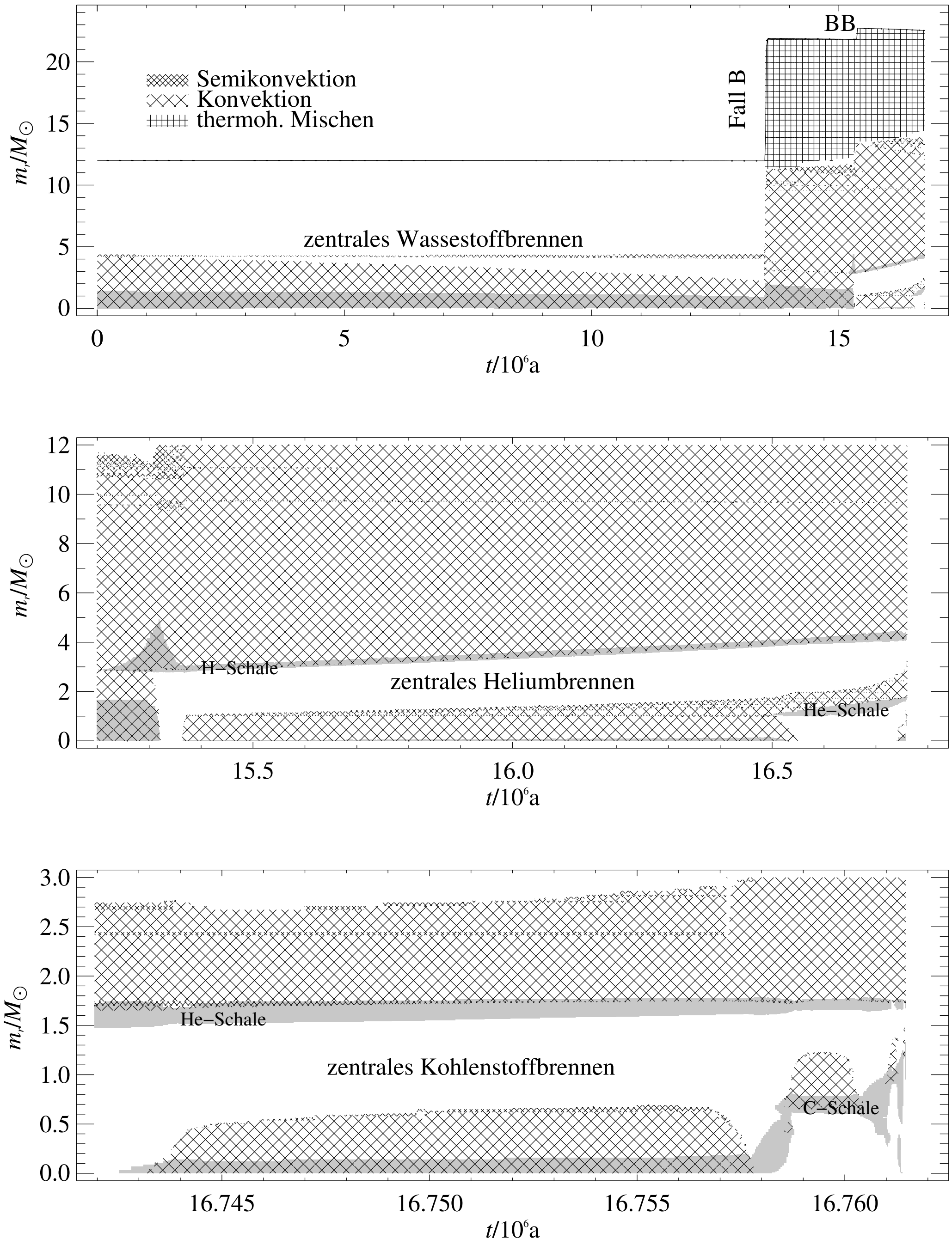

Abbildung 6.5: Wie in Abbildung 6.3, jedoch für den $12M_\odot$ Sekundärsterns während des zentralen Wasserstoffbrennens (oben), während des zentralen Heliumbrennens (Mitte) sowie während und nach dem zentralen Kohlenstoffbrennen (unten).

Tabelle 6.1: Wichtigste Daten der Entwicklung des $13 + 12 M_\odot$ Binärsystems. Abkürzungen der Kommentare sind: BZxB: Beginn zentrales x-Brennen (x=He, C), EZxB: Ende zentrales x-Brennen (x=H, He, C). Die Daten der Primärkomponenten sind fett gedruckt. Die Größen und Einheiten sind: t Zeit (10^6a), P_K Bahnperiode (d), M Masse der Komponenten ($M_\odot$), $\dot{M}$ Massenänderungs-

t	P_K		Kommentar	M	$\dot{M}$	$\log L$	$\log T_{\rm eff}$
0	3.06	**A**		**13.00**	$\mathbf{-2.4 \cdot 10^{-9}}$	**4.093**	**4.496**
		a		12.00	$-1.7 \cdot 10^{-1}$	3.991	4.481
13.4955	3.07	**B**	**EZHB**	**12.94**	$\mathbf{-9.1 \cdot 10^{-9}}$	**4.437**	**4.442**
				11.96	$-4.7 \cdot 10^{-9}$	4.247	4.411
13.5143	3.07	1	*Fall B*	**12.94**	$\mathbf{-1.3 \cdot 10^{-8}}$	**4.455**	**4.378**
				11.96	$-4.7 \cdot 10^{-9}$	4.247	4.410
13.5205	3.92	2	*Max.* $\dot{M}$	**9.11**	$\mathbf{-1.1 \cdot 10^{-3}}$	**3.923**	**4.243**
				15.78	$+1.1 \cdot 10^{-3}$	4.741	4.481
13.5544	34.66	**C**	**BZHeB**	**3.17**	$\mathbf{-2.6 \cdot 10^{-5}}$	**4.419**	**4.123**
				21.71	$+2.4 \cdot 10^{-5}$	4.826	4.566
13.5707	40.73	4	*Ende Fall B*	**2.98**	$\mathbf{-9.1 \cdot 10^{-7}}$	**4.491**	**4.133**
				21.89	$-2.8 \cdot 10^{-8}$	4.839	4.564
14.8885	41.11	**D**	**EZHeB**	**2.90**	$\mathbf{-1.1 \cdot 10^{-9}}$	**4.054**	**4.865**
				21.85	$-3.7 \cdot 10^{-8}$	4.903	4.540
15.3215	41.28			**2.87**	$\mathbf{-7.4 \cdot 10^{-7}}$	**4.464**	**4.519**
		b	EZHB	21.83	$-4.4 \cdot 10^{-8}$	4.936	4.567
15.3336	41.31	**E**	**BZCB**	**2.86**	$\mathbf{-1.0 \cdot 10^{-6}}$	**4.482**	**4.357**
				21.83	$-5.0 \cdot 10^{-8}$	4.959	4.541
15.3497	41.35	5	*Fall BB*	**2.84**	$\mathbf{-1.5 \cdot 10^{-6}}$	**4.527**	**4.143**
				21.83	$-6.2 \cdot 10^{-8}$	4.979	4.505
15.3596	42.39	**F**	**EZCB**	**2.79**	$\mathbf{-4.4 \cdot 10^{-6}}$	**4.532**	**4.134**
				21.85	$+2.5 \cdot 10^{-6}$	4.987	4.479
15.3619	42.60			**2.79**	$\mathbf{-8.1 \cdot 10^{-6}}$	**4.512**	**4.128**
		c	BZHeB	21.86	$+1.4 \cdot 10^{-6}$	4.998	4.472
15.3699	175.05	**G**	**letztes Modell**	**1.64**	$\mathbf{-4.5 \cdot 10^{-4}}$	**4.465**	**3.952**
			Ende Fall BB	22.73	$+4.5 \cdot 10^{-4}$	5.081	4.514
16.5491		d	EZHeB	22.57	$-1.9 \cdot 10^{-7}$	5.157	4.397
16.7431		e	BZCB	22.54	$-1.4 \cdot 10^{-7}$	5.164	4.469
16.7578		f	EZCB	22.54	$-1.3 \cdot 10^{-7}$	5.160	4.482
16.7615		g	letztes Modell	22.54	$-1.3 \cdot 10^{-7}$	5.154	4.488

rate (Wind + Massentransfer $M_\odot$/a), L Leuchtkraft ($L_\odot$), T_{eff} Effektivtemperatur (K), R Radius ($R_\odot$), T_{c} Zentraltemperatur (K), ρ_{c} Zentraldichte (g/cm^{-3}), M_{He} Masse des Heliumkernes ($M_\odot$), $M_{\text{C/O}}$ Masse des C/O-Kernes ($M_\odot$),M_{ONeMg} Masse des O+Ne+Mg-Kernes ($M_\odot$), Y_{s} Heliumgehalt der Oberfläche, Y_{c} zentrale Heliumhäufigkeit, C_{s} Kohlenstoffhäufigkeit der Oberfläche.

R	$\log T_{\text{c}}$	$\log \rho_{\text{c}}$	M_{He}	$M_{\text{C/O}}$	M_{ONeMg}	Y_{s}	Y_{c}	C_{s}
3.81	**7.57**	**0.79**				**0.250**	**0.250**	$\mathbf{8.8 \cdot 10^{-4}}$
3.63	7.55	1.00				0.250	0.250	$8.8 \cdot 10^{-4}$
7.25	**7.78**	**1.67**	**1.83**			**0.250**	**0.995**	$\mathbf{8.8 \cdot 10^{-4}}$
6.74	7.59	1.04				0.250	0.831	$8.8 \cdot 10^{-4}$
10.00	**7.85**	**2.39**	**1.89**			**0.250**	**0.995**	$\mathbf{8.8 \cdot 10^{-4}}$
6.77	7.59	1.03				0.250	0.833	$8.8 \cdot 10^{-4}$
10.03	**7.89**	**2.58**	**1.89**			**0.250**	**0.995**	$\mathbf{8.8 \cdot 10^{-4}}$
8.61	7.62	0.98				0.250	0.817	$8.8 \cdot 10^{-4}$
30.84	**8.12**	**3.36**	**1.94**			**0.665**	**0.995**	$\mathbf{5.0 \cdot 10^{-5}}$
6.42	7.61	0.80				0.651	0.685	$8.2 \cdot 10^{-5}$
32.05	**8.18**	**3.35**	**2.07**			**0.723**	**0.988**	$\mathbf{5.1 \cdot 10^{-5}}$
6.59	7.61	0.81				0.310	0.686	$8.2 \cdot 10^{-5}$
0.67	**8.34**	**3.80**	**2.66**	**0.58**		**0.746**	**0.000**	$\mathbf{5.2 \cdot 10^{-5}}$
7.90	7.65	0.96				0.288	0.907	$5.4 \cdot 10^{-4}$
5.25	**8.69**	**5.81**	**2.66**	**1.13**		**0.754**	**0.000**	$\mathbf{5.1 \cdot 10^{-5}}$
7.24	7.78	1.51	2.48			0.288	0.995	$5.4 \cdot 10^{-4}$
11.29	**8.76**	**6.26**	**2.67**	**1.19**		**0.757**	**0.000**	$\mathbf{4.5 \cdot 10^{-5}}$
8.40	7.84	2.13	2.64			0.288	0.995	$5.4 \cdot 10^{-4}$
31.85	**8.86**	**5.67**	**2.67**	**1.24**		**0.764**	**0.000**	$\mathbf{3.4 \cdot 10^{-5}}$
10.15	8.00	2.77	2.64			0.288	0.995	$5.4 \cdot 10^{-4}$
33.40	**8.92**	**5.94**	**2.67**	**1.28**	**0.44**	**0.786**	**0.000**	$\mathbf{3.9 \cdot 10^{-5}}$
11.53	8.11	3.12	2.64			0.582	0.995	$2.4 \cdot 10^{-5}$
33.60	**8.78**	**6.30**	**2.67**	**1.28**	**1.03**	**0.789**	**0.000**	$\mathbf{3.9 \cdot 10^{-5}}$
11.94	8.14	3.20	2.64			0.514	0.995	$3.2 \cdot 10^{-4}$
71.78	**8.74**	**7.29**	**1.64**	**1.31**	**1.29**	**0.995**	**0.000**	$\mathbf{8.1 \cdot 10^{-5}}$
10.97	8.20	3.24	2.64			0.995	0.991	$8.0 \cdot 10^{-5}$
20.44	8.38	3.70	3.65	0.91		0.344	0.000	$4.7 \cdot 10^{-4}$
14.79	8.79	5.95	3.88	1.36		0.344	0.000	$4.7 \cdot 10^{-4}$
13.83	8.93	5.75	3.88	1.59	0.67	0.344	0.000	$4.7 \cdot 10^{-4}$
13.44	9.10	7.38	3.88	1.69	1.51	0.344	0.000	$4.7 \cdot 10^{-4}$

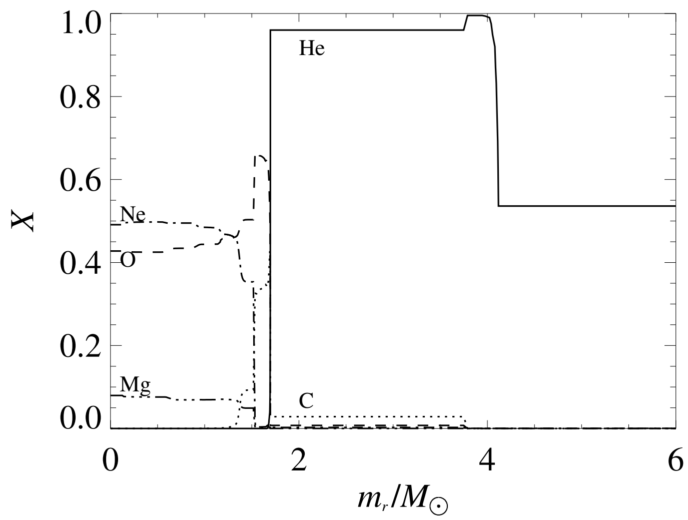

Abbildung 6.6: Chemische Zusammensetzung des $12M_\odot$ Sekundärsterns am Ende der Modellsequenz.

kern ausbilden und durch dessen Kollaps als Supernova vom Typ der SN 1987A explodieren.

6.1.4 Entwicklung der Oberflächenhäufigkeiten

Die Entwicklung der Oberflächenchemie beider Komponenten wird maßgeblich durch den Massentransfer und in der Sekundärkomponente zusätzlich durch das thermohaline Mischen beeinflußt. In Abbildung 6.7 sind die Oberflächenhäufigkeiten von Stickstoff und Kohlenstoff als Funktion der Zeit für beide Komponenten aufgetragen.

Bis zum Einsetzen des ersten Fall B Massentransfers bleiben die Oberflächenhäufigkeiten beider Komponenten konstant, da in der Hülle keine Mischprozesse stattfinden und Windmassenverluste nur einen kleinen Teil (einige $1/10M_\odot$) der Hülle abtragen.

Mit dem Einsetzen des Fall B Massentransfers und dem Freilegen immer tieferer Schichten spiegeln die Oberflächenhäufigkeiten des Primärsterns die Profile der chemischen Häufigkeiten zu Beginn des Massentransfers wider. Die Abhängigkeit des Stickstoff- und Kohlenstoffgehaltes von der Massenkoordinate m_r ist qualitativ dieselbe wie die in Abbildung 5.9 für einen $20M_\odot$ Stern, d.h. der Stickstoffgehalt steigt nach innen monoton an und der Kohlenstoffgehalt fällt in der Hülle des Sterns nach innen ab. Nachdem die Masse der Primärkomponente sich auf ca. $M_1 = 7M_\odot$ verringert hat, beginnt die Oberflächenhäufigkeit des Stickstoff zu steigen. Bei einer Masse von $M_1 = 5M_\odot$ (die maximale Ausdehnung des konvektiven Kerns während des zentralen Wasserstoffbrennens) werden auch heliumreiche Schichten freigelegt.

Während der schnellen Phase des Fall B Massentransfers ist die Akkretionszeit-

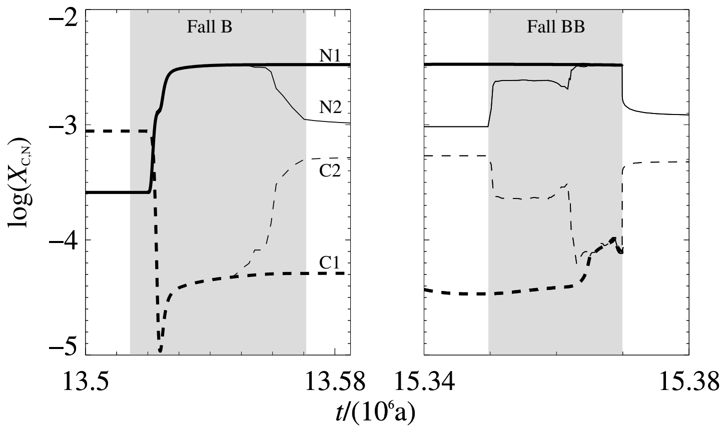

Abbildung 6.7: Die Oberflächenzusammensetzung der Komponenten des $13 + 12M_\odot$ Binärsystems. Die Stickstoffhäufigkeiten sind durch durchgezogene Linien und mit einem 'N' markiert, Kohlenstoffhäufigkeiten sind gestrichelt und mit 'C' gekennzeichnet. Die Oberflächenzusammensetzung der masseverlierenden Komponente ist durch dicke Linien (Index 1), die der akkretierenden Komponente durch dünne Linien (Index 2) dargestellt. Grau schattierte Bereiche kennzeichnen Massentransferphase.

skala so kurz, daß die Oberflächenzusammensetzung des Sekundärsterns der chemischen Zusammensetzung der akkretierten Materie, d.h. der des Primärsterns entspricht (Abbildung 6.7). Erst in der langsamen Phase des Massentransfers (vgl. Abbildung 6.2) kann das thermohaline Mischen die Gradienten in den chemischen Profilen verringern und die Oberflächenhäufigkeiten des Sekundärsterns beginnen von denen des Primärsterns abzuweichen. Nach dem Ende des Fall B Massentransfers und der Homogenisierung der Hülle durch das thermohaline Mischen sind die chemischen Häufigkeiten gegenüber den Werten vor dem Massentransfer beim Stickstoff um einen Faktor 5 gestiegen und beim Kohlenstoff um einen Faktor 2 gesunken.

Nach dem Ende des Fall B Massentransfers variiert die Oberflächenhäufigkeit des Kohlenstoffs im Primärstern leicht aufgrund von Windmassenverlusten. An der Oberfläche des Sekundärsterns bleiben die chemischen Häufigkeiten konstant, nachdem das thermohaline Mischen zu einer fast vollständigen Homogenisierung eines Großteils der Hülle geführt hat.

Während des Fall BB Massentransfers läßt sich gut erkennen, wie das Verhältnis der Zeitskalen des thermohalinen Mischens und der Massenakkretion die Oberflächenhäufigkeiten des Sekundärsterns beeinflußt. Für höhere Massentransferraten nähern sich die chemischen Häufigkeit des Sekundärsterns stärker der des akkretierten Materials an. Oberhalb einer kritischen Massentransferrate (vgl. Abbildung 6.2) ist das thermohaline Mischen nicht mehr effektiv genug, um das akkretierte Material ausreichend schnell in der Hülle des Sekundärsterns zu vermischen. Die Oberflächenhäufigkeit des Sekundärsterns entspricht dann der des akkretierten Materials.

6.1.5 Weitere Entwicklung des Fall B Systems

Sofern das System nach der Explosion des Primärsterns gebunden bleibt, besteht es anschließend aus einem Neutronenstern und einem blauen Überriesen.

Der Bahnabstand des Systems zum Ende der Entwicklungssequenz des Primärsterns beträgt $A = 381 R_\odot$, woraus sich ein Roche-Radius des Sekundärsterns zu diesem Zeitpunkt von $R_{\mathrm{L},2} = 229 R_\odot$ ergibt. Dieser Wert wird sich durch den noch andauernden Massentransfer weiter vergrößern.

Der maximale Radius des Sekundärsterns in seiner Entwicklung nach dem Ende des Fall BB Massentransfers beträgt $R_2 = 20.44 R_\odot$, d.h. er ist deutlich kleiner als sein Roche-Radius. Daher kommt es in der Entwicklung des Systems zu keinem weiteren Massentransfer.

6.2 Der Fall A

6.2.1 Überblick

Als Beispiel für ein Binärsystem, das sich mit einem Fall A Massentransfer entwickelt, dient ein System mit einer Primärkomponente von $M_1 = 20 M_\odot$ und einer Sekundärkomponente mit $M_2 = 18 M_\odot$. Die Anfangsperiode von $P_\mathrm{K} = 2.49$d ergibt für die Primärkomponente einen Roche-Radius von $R_{\mathrm{L},1} = 10.0 R_\odot$, während der maximale Radius eines $20 M_\odot$ Einzelsterns auf der Hauptreihe $11.2 R_\odot$ beträgt. Der Fall A Massentransfer setzt daher gegen Ende der Hauptreihenphase des Primärsterns ein. Nach der schnellen Phase thermisch instabilen Massentransfers beginnt eine langsame Phase des Massentransfers auf der Zeitskala der durch die nukleare Entwicklung verursachten Hauptreihenexpansion. Diese endet, wenn das Zünden der Wasserstoffschalenquelle die Expansion des Sterns stoppt. Auch in dem Fall A Massentransfer entwickelt sich keine Kontaktkonfiguration, und der Massentransfer wird konservativ gerechnet.

Nach dem Fall A Massentransfer betragen die Massen der Komponenten $M_1 = 9.33 M_\odot$ und $M_2 = 28.33 M_\odot$, d.h. die Primärkomponente hat nicht ihre gesamte Hülle verloren. Daher beginnt sie nach dem Ende des zentralen Wasserstoffbrennens zu expandieren und füllt ihr Roche-Volumen ein zweites mal zu einem Fall AB Massentransfer. Dieser endet mit dem Zünden des zentralen Heliumbrennens. Der Primärstern verliert praktisch die gesamte Wasserstoffhülle und die Massen der Komponente sind $M_1 = 5.26$ bzw. $M_2 = 32.19 M_\odot$. Die Primärkomponente entwickelt sich zu einem Wolf-Rayet-Stern und durchläuft die weiteren Brennphasen bis zur Supernovaexplosion ohne ein weiteres Mal ihr Roche-Volumen zu füllen. Auch die Sekundärkomponente, die nach den Massentransferphasen keine Verjüngung durchführt, füllt ihr Roche-Volumen zu keinem Zeitpunkt ihrer weiteren Entwicklung. Nach dem Ende der Hauptreihenentwicklung wird sie zu einem blauen Überriesen. Die Sekundärkomponente explodiert als Supernova bei einer Gesamtmasse von $M_2 = 31.93 M_\odot$.

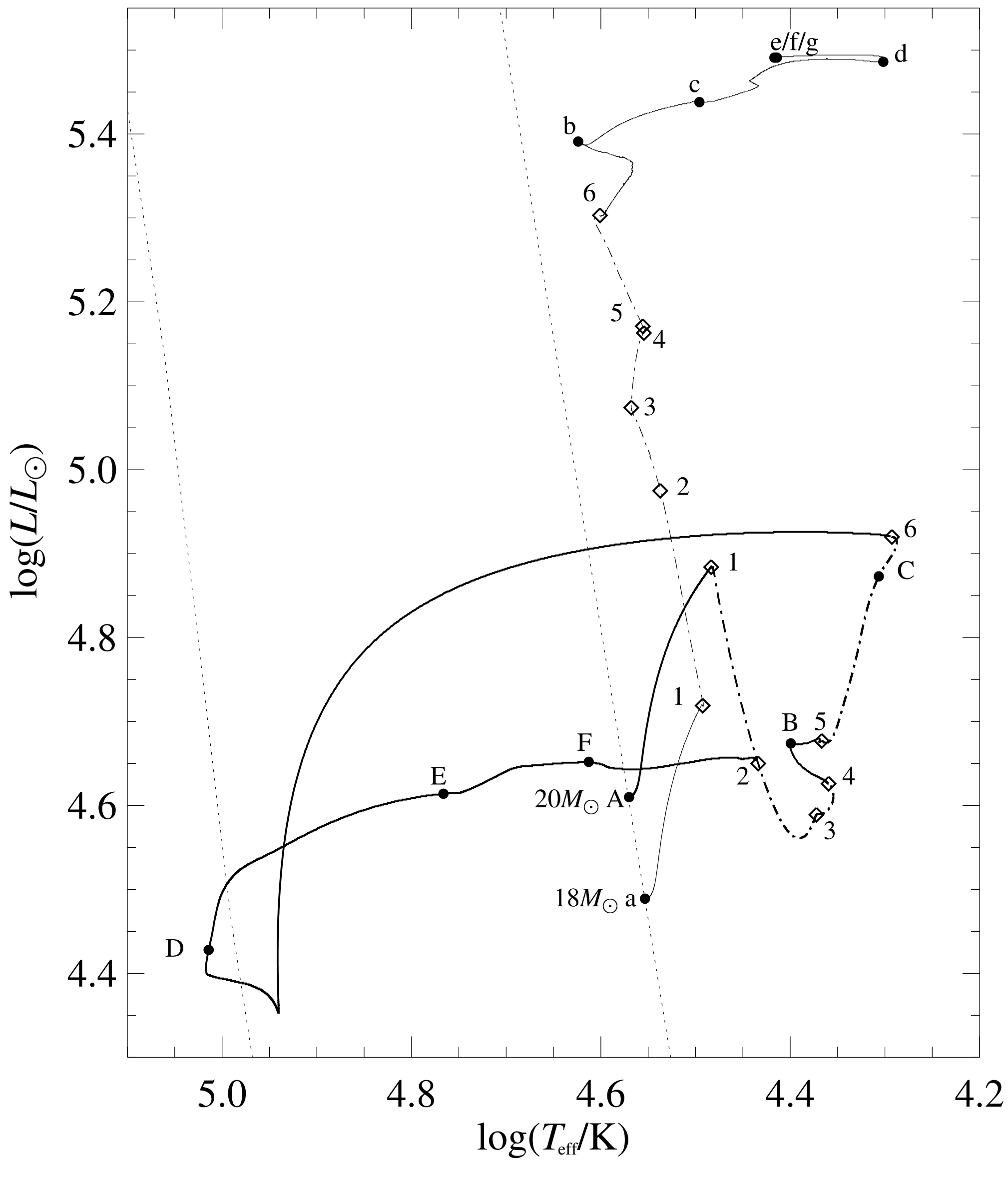

Abbildung 6.8: Entwicklungswege der Komponenten des $20+18M_\odot$-Binärsystems im Hertzsprung-Russell-Diagramm. Die Primärkomponente ist durch eine dicke Linie und Großbuchstaben, die Sekundärkomponente durch eine dünne Linie und Kleinbuchstaben dargestellt. Massentransferphasen sind durch Zahlen und strichpunktierte Linien gekennzeichnet. Es bedeuten a/A: Nullalter-Hauptreihe, b/B: Ende zentrales Wasserstoffbrennen, c/C: Beginn zentrales Heliumbrennen, d/D: Ende zentrales Heliumbrennen, e/E: Beginn zentrales Kohlenstoffbrennen, f/F: Ende zentrales Kohlenstoffbrennen, g/G: letztes Modell, Beginn Neonbrennen. Weiterhin bezeichnen 1: Beginn Fall A Massentransfer, 2: Maximale Massentransferrate Fall A, 3: Beginn langsame Phase des Massentransfers, 4: Ende Fall A Massentransfer, 5: Beginn Fall AB Massentransfer, 6:Ende Fall AB Massentransfer. Die Lagen der Wasserstoff- bzw. Heliumhauptreihe sind durch gepunktete Linien angedeutet.

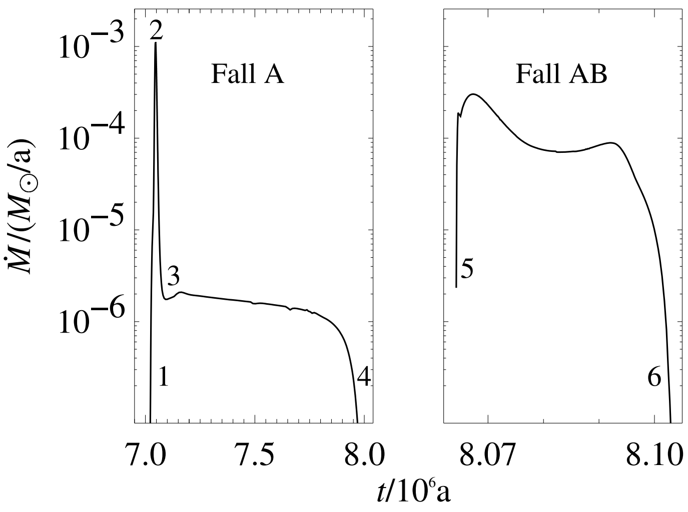

Abbildung 6.9: Massentransferraten in dem $20 + 18M_\odot$ Binärsystem. Links ist der Fall A Massentransfer, rechts der Fall AB Massentransfer dargestellt. Die Zahlen beziehen sich auf die Positionen in Abbildung 6.8.

6.2.2 Entwicklung der Primärkomponente

Entwicklung im Hertzsprung-Russell-Diagramm

Die Primärkomponente füllt ihr Roche-Volumen bei einer durch Windmassenverluste leicht reduzierten Masse von $19.85M_\odot$ und einem Radius von $R_1 = 10R_\odot$ (Punkt 1). Der Fall A Massentransfer entwickelt sich zunächst in einer schnellen Phase (siehe Abbildung 6.9) mit einer maximalen Massentransferrate von $-\dot{M}_{1,\max} = 1.1 \cdot 10^{-3}M_\odot/\mathrm{a}$ (Punkt 2), die sehr gut durch die Beziehung $-\dot{M}_{\max} \approx M/\tau_{\mathrm{KH}} = 1.2 \cdot 10^{-3}M_\odot/\mathrm{a}$ beschrieben wird.

Nach dem Ende der schnelle Phase (Punkt 3) hat der Stern den Großteil seiner Wasserstoffhülle verloren und eine Masse von $M_1 = 10.67M_\odot$. In der langsamen Phase des Fall A Massentransfers befindet sich die Primärkomponente nahezu im thermischen Gleichgewicht, und der Massentransfer wird durch die Expansion des Sterns im Laufe der weiteren nuklearen Entwicklung angetrieben. Während dieser Entwicklungsphase entspricht die Effektivtemperatur des Primärsterns ungefähr der eines normalen Hauptreiheneinzelsterns gleicher Masse und zentralen Wasserstoffgehalts. Die Leuchtkraft ist mit $\log(L/L_\odot) = 4.6$ jedoch um ca. einen Faktor 4 höher als bei einem vergleichbaren Einzelstern. Ursache dafür ist der höhere gesamte Heliumgehalt des Sterns, aus dem sich ein im Vergleich zu einem Hauptreihenstern höheres (über den gesamten Stern gemitteltes) Molekulargewicht ergibt. Damit ergibt sich nach der Leuchtkraft-Molekulargewichts-Relation Gl. 4.1 eine höhere Leuchtkraft.

Die langsame Phase des Massentransfers endet, wenn mit dem Verlöschen des zentralen Wasserstoffbrennens die Expansion des Sterns endet (Punkt 4). In der langsamen Phase des Fall A Massentransfers hat der Stern weitere $1.34M_\odot$ verloren und leicht mit Helium angereicherte Schichten sind an die Oberfläche gekommen ($Y_\mathrm{s} = 0.256$). Da ein Teil der wasserstoffreichen Hülle auf dem Primärstern verbleibt, dehnt sich dieser nach dem Ende des zentralen Wasserstoffbrennens auf einer thermischen Zeitskala aus und füllt sein Roche-Volumen ein weiteres Mal, so daß es zu einem Fall AB Massentransfer kommt. Dabei fällt die maximale Massentransferrate $-\dot{M}_{1,\mathrm{max}} = 3.0 \cdot 10^{-4} M_\odot/\mathrm{a}$ geringer aus als im Fall A Massentransfer (Abbildung 6.9). Der Fall AB Massentransfer endet mit dem Zünden des zentralen Heliumbrennens (Punkt C/6). Während dieses zweiten Massentransfers verliert die Primärkomponente ihre restliche Wasserstoffhülle und hat anschließend eine Masse von $M_1 = 5.26 M_\odot$. Mit einer Leuchtkraft von $\log(L/L_\odot) = 4.921$ und einem Wasserstoffgehalt an der Oberfläche von $X_\mathrm{s} = 0.182$ hat sie sich zu einem Wolf-Rayet-Stern entwickelt. Sie kontrahiert zur Heliumhauptreihe und verbringt dort das zentrale Heliumbrennen. Während des zentralen Heliumbrennens verringert sich aufgrund der Windmassenverluste der Wasserstoffgehalt an der Oberfläche weiter auf $X_\mathrm{s} = 0.03$.

Nach dem Ende des zentralen Heliumbrennens (Punkt E) expandiert der Primärstern und entwickelt sich zu niedrigeren Temperaturen. Auch während des zentralen und dem anschließendem Schalenbrennen (Punkt F) des Kohlenstoffs setzt sich die Expansion des Sterns fort. Die Sequenz des Primärsterns wurde kurz nach dem Einsetzen des Neonbrennens beendet. Die Endmasse beträgt $M_1 = 2.98 M_\odot$.

Entwicklung des Sterninneren und Endkonfiguration

In Abbildung 6.10 ist die innere Entwicklung des Primärsterns als Funktion der Zeit dargestellt. Während des zentralen Wasserstoffbrennens dehnt sich mit der Erhöhung der Leuchtkraft der überadiabatische Bereich oberhalb des konvektiven Kerns aus. Dadurch entwickelt sich zwischen Kern und Hülle ein Bereich, der durch Semikonvektionszonen geprägt ist. Durch den Massenverlust während des Fall A Massentransfers sinkt die Leuchtkraft soweit, daß zum einen die semikonvektiven Gebiete subadiabatisch und somit stabil werden und sich zum anderen die Masse des konvektiven Kern verringert. Nach dem Ende des zentralen Wasserstoffbrennens setzt der Fall AB Massentransfer ein. Dieser endet mit dem Einsetzen des zentralen Heliumbrennens ($t = 8.01 \cdot 10^6\mathrm{a}$). Der weitere Massenverlust wird durch den Wolf-Rayet-Wind verursacht und trägt die verbleibende wasserstoffhaltige Hülle soweit ab, daß schließlich die Wasserstoffschalenquelle erlischt. Bis zu diesem Zeitpunkt hat die Wasserstoffschalenquelle den Heliumkern von einer Anfangsmasse von $M_\mathrm{He} = 2.8 M_\odot$ auf $M_\mathrm{He} = 4.1 M_\odot$ erhöht. Die Windmassenverluste verringern nach dem Abtragen der wasserstoffhaltigen Hülle bis zum Ende des zentralen Heliumbrennens die Heliumkernmasse (=Gesamtmasse) auf $M_\mathrm{He} = 3.9 M_\odot$. Die Göße des konvektiven heliumbrennenden Kerns, dessen Anwachsen durch eine μ-Barriere unterbunden wird, bestimmt die Anfangsmasse des C/O-Kerns zu $M_\mathrm{C/O} = 1.1 M_\odot$. Habets (1986b) erhält für einen $4M_\odot$-Heliumstern eine Anfangsmasse des C/O-Kerns von $2.5 M_\odot$. Dies verdeutlicht erneut den Effekt der unterschiedlichen Behandlung von Mischprozessen. Bis zum Zünden des Kohlenstoffbrennens erhöht die Heliumschalenquelle die Masse des C/O-Kerns auf $1.5 M_\odot$ (kritische Masse für das Kohlenstoffbrennen

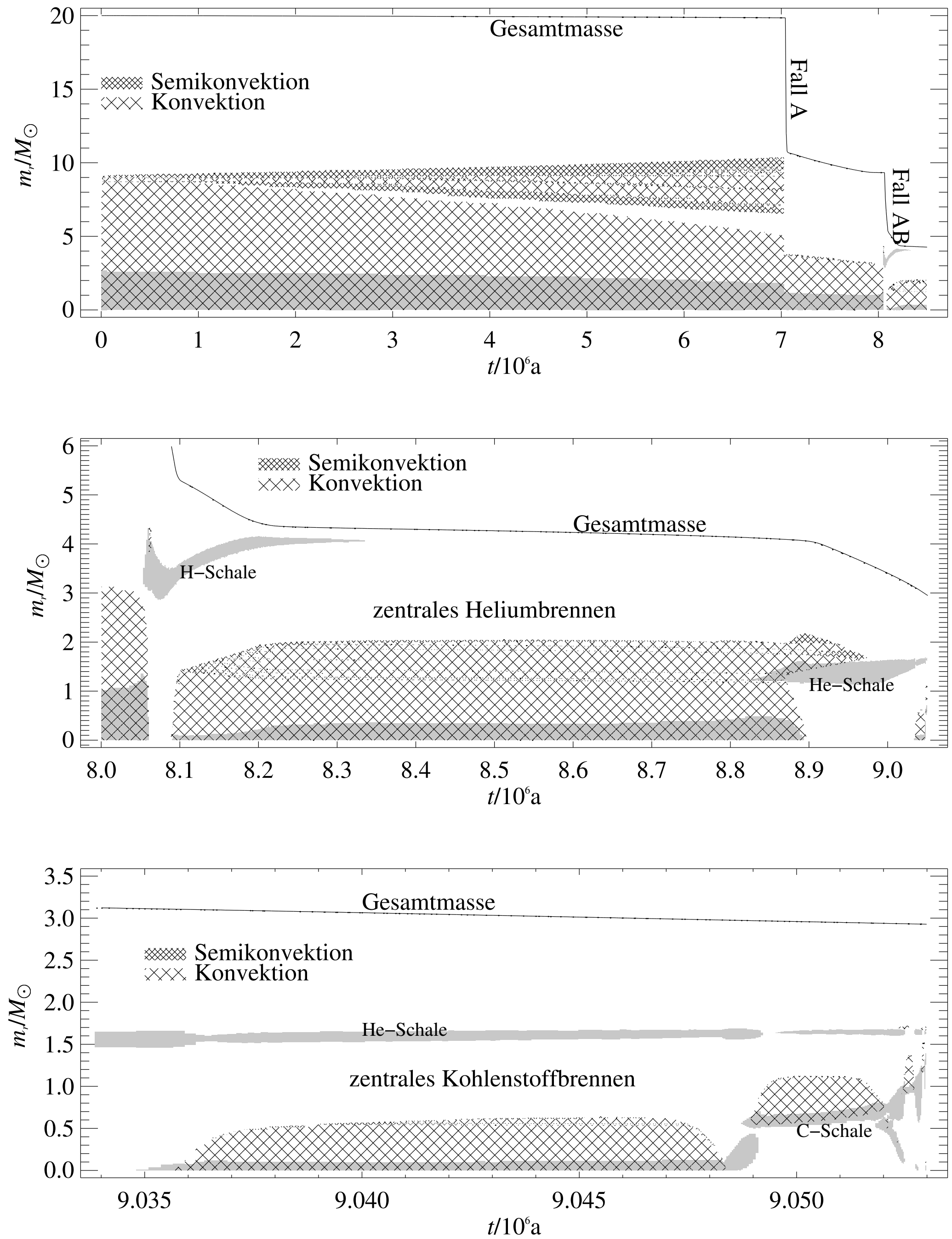

Abbildung 6.10: Innere Entwicklung des im Text beschriebenen $20M_\odot$ Primärsterns während des Wasserstoffbrennens und der Massenverlustphasen (oben) sowie des zentralen Heliumbrennens (Mitte) und während und nach dem zentralen Kohlenstoffbrennen (unten). Grau schattiert sind die Massenschalen mit der höchsten spezifischen nuklearen Energieproduktion, die zusammen 90% der gesamten nuklear erzeugten Energie stellen.

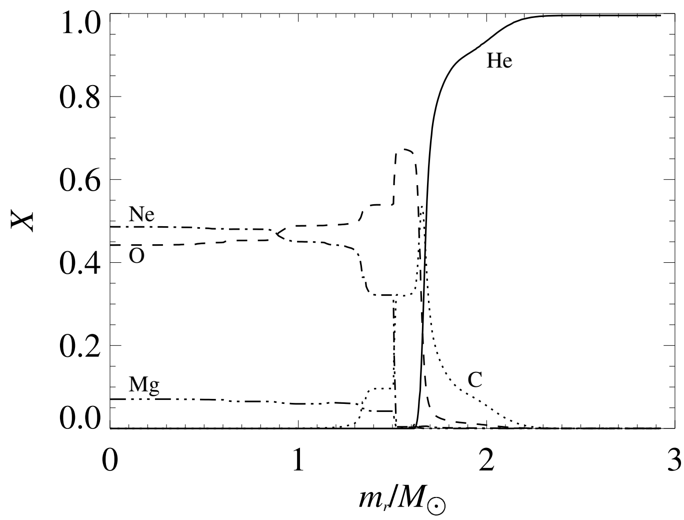

Abbildung 6.11: Chemische Zusammensetzung des $20M_\odot$ Primärsterns am Ende der Modellsequenz.

$1.03M_\odot$), d.h. das Kohlenstoffbrennen zündet zentral und unter nicht entarteten Bedingungen.

Während des zentralen Kohlenstoffbrennens kann eine μ-Barriere ein Anwachsen des konvektiven Kerns verhindern. Daraus ergibt sich eine Anfangsmasse des ONeMg-Kerns von $M_{\mathrm{ONeMg}} = 0.48M_\odot$. Diese Masse erhöht sich jedoch durch die Kohlenstoffschalenquelle auf $M_{\mathrm{ONeMg}} = 1.50M_\odot$ und liegt damit deutlich oberhalb der kritischen Masse für das Zünden des Neonbrennens. Der Stern wird also die weiteren Brennphasen bis zum Siliziumbrennen durchlaufen und als Supernova explodieren. Aufgrund der noch vorhandenen großen Menge Heliums ($\approx 1M_\odot$) wird das Erscheinungsbild der Supernova dem Typ Ib entsprechen. Die Berechnung der Modellsequenz des Primärsterns wurde kurz nach dem Einsetzen des zentralen Neonbrennens beendet. In Abbildung 6.11 ist die chemische Zusammensetzung der Primärkomponente am Ende der Modellsequenz dargestellt.

6.2.3 Entwicklung der Sekundärkomponente

Entwicklung im Hertzsprung-Russell-Diagramm

In Abbildung 6.8 ist die Entwicklung des Sekundärsterns im Hertzsprung-Russell-Diagramm durch die dünne Linie gekennzeichnet. Mit der maximalen Massenakkretionsrate von $\dot{M}_2 = 1.1 \cdot 10^{-3}$ ist die Akkretionszeitskala von $\approx$ 16300a nur wenig kleiner als die thermische Zeitskala $\tau_{\mathrm{KH}} \approx 23700$a des Sekundärsterns, welche sich durch die Massenzunahme weiter verkleinert. Daher gerät der Sekundärstern während der Fall A (Punkt 1 bis 4) und AB (Punkt 5 bis 6) Massentransferphasen nur wenig aus dem thermischen Gleichgewicht (siehe Abschnitt 1.2.2) und entwickelt sich mit der Zunahme seiner Masse nahezu parallel zur Hauptreihe. Nach dem Ende des Fall AB Massentransfers (Punkt 6) hat der Stern eine Masse von $32.19 M_\odot$.

Da die Sekundärkomponente keine Verjüngung erfährt, entwickelt sie sich nach dem Ende des zentralen Wasserstoffbrennens (Punkt b) nicht zu einem roten Überriesen, sondern verbringt das zentrale Heliumbrennen (Punkt c bis d) im blauen Bereich des HR-Diagramms. Ihre minimale Effektivtemperatur $\log(T_{\text{eff}}/K) = 4.302$ und maximale Ausdehnung $R = 46.27 R_\odot$ erreicht die Sekundärkomponente am Ende des zentralen Heliumbrennens. Die anschließende Kernkontraktion führt, da zwei Schalenquellen aktiv sind, zu einer Kontraktion des Sterns. Diese dauert für die weitere Entwicklung des Sterns durch das zentrale Kohlenstoffbrennen (Punkt e bis g) an. Die Modellsequenz endet mit dem Zünden des Neonbrennens (Punkt g). Die Endmasse beträgt $31.93 M_\odot$

Entwicklung des Sterninneren und Endkonfiguration

Mit der Akkretion von Materie auf den Sekundärstern treten zwei Phänomene auf. Erstens dehnt sich der überadiabatische Bereich zu höheren Massen aus ($m_r \approx 16 M_\odot$ nach der schnellen Phase des Fall A Massentransfers, vgl. Abbildung 6.12). Dadurch baut sich am oberen Rand des konvektive Kerns eine μ-Barriere auf, die an der Semikonvektionszone bei $m_r \approx 7 M_\odot$ zu erkennen ist. Da sich die μ Barriere bis zum Ende des zentralen Wasserstoffbrennens nicht auflöst, erfährt der Stern keine Verjüngung. Zweitens führt die Akkretion heliumangereicherten Materials zu einer Zone thermohalinen Mischens, die sich von der Oberfläche aus schnell in das Innere des Sterns ausbreitet und schließlich den oberen Rand des überadiabatischen Bereiches erreicht.

Da der Sekundärstern keine Verjüngung erfährt, ist die Masse des Heliumkerns zum Ende des Wasserstoffbrennens mit $M_{\text{He}} = 7.4 M_\odot$ kleiner als in einem vergleichbaren Einzelstern. Dies sieht man z.B. im Vergleich mit Sequenz Nr. 13 in Tabelle 4.1. Dieser Stern hat nach der Akkretion eine Endmasse von $32 M_\odot$ und erfährt eine Verjüngung, d.h. sein Heliumkern mit $M_{\text{He}} = 8.8 M_\odot$ entspricht dem eines $32 M_\odot$-Einzelsterns.

Die Tatsache das der Heliumkern des akkretierenden Sterns nur wenig kleiner als der eines Einzelsterns ist gibt Anlaß für zwei Bemerkungen. 1.) Während der Massenakkretion des Sekundärsterns kommt es zu einem Anwachsen des konvektiven Kerns, das *nicht* mit einer Verjüngung des Sterns verbunden ist. Vielmehr verschiebt sich die Massenkoordinate m_r der μ-Barriere mit der Zunahme der Gesamtmasse des Sterns nach außen. Deswegen ist der Heliumkern nur geringfügig kleiner als in einem Einzelstern gleicher Masse. Die Ursache dieser Ausdehnung, die in den anderen berechneten Modellen der vorliegenden Arbeit vernachlässigbar gering ausfällt, konnte nicht bestimmt werden. Es wurden mehrere Testrechnungen mit Sternmodellen unterschiedlicher räumlicher und zeitlicher Auflösung gemacht. In allen Fällen wurde das zeitliche Verhalten der Ausdehnung reproduziert. Dies macht eine numerische Ursache für die Verschiebung der μ-Barriere zumindest unwahrscheinlich. 2.) Obwohl der Heliumkern in der Sekundärkomponente nur geringfügig kleiner ist als in

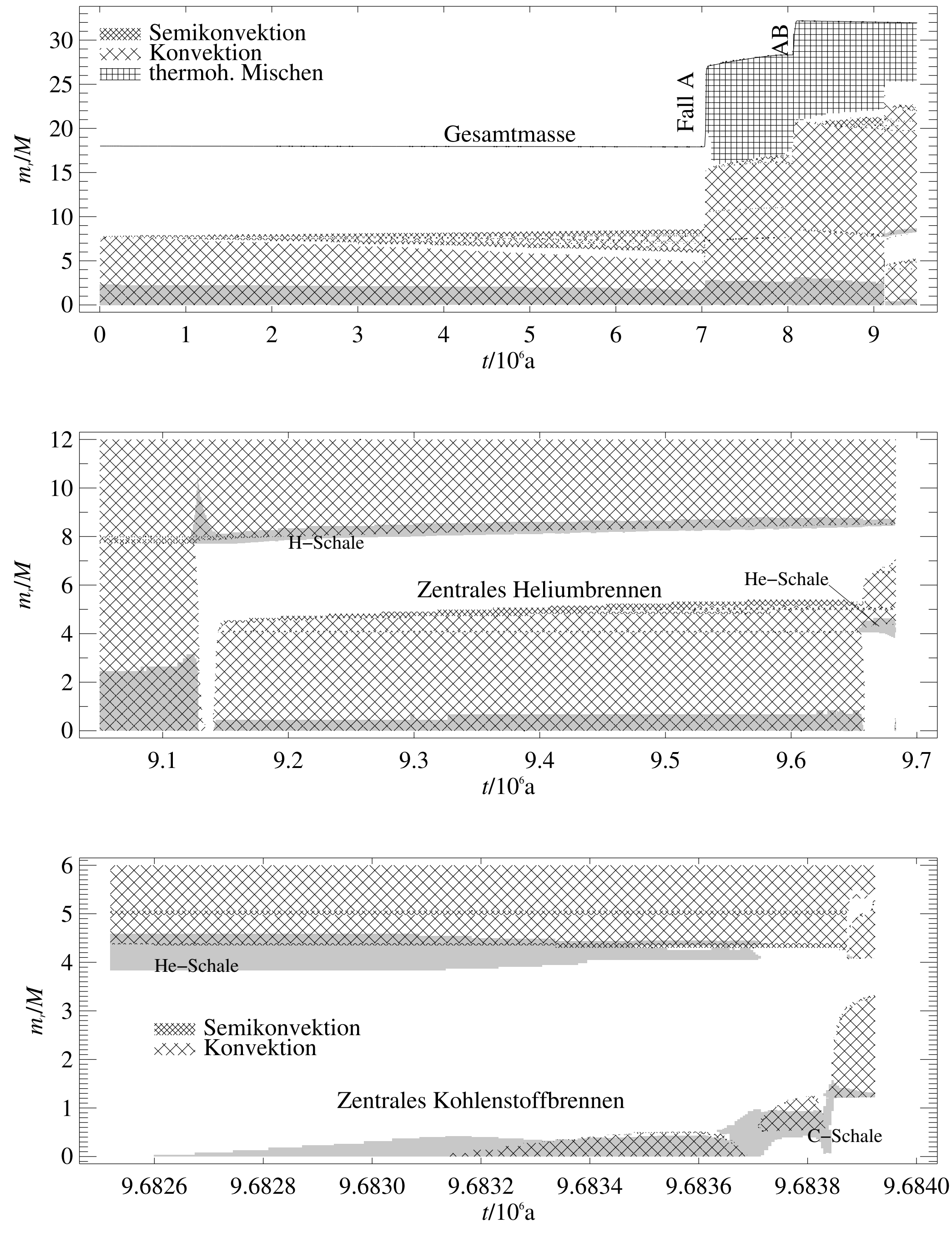

Abbildung 6.12: Wie in Abbildung 6.10, jedoch für den Sekundärstern mit einer Anfangsmasse von $18M_{\odot}$

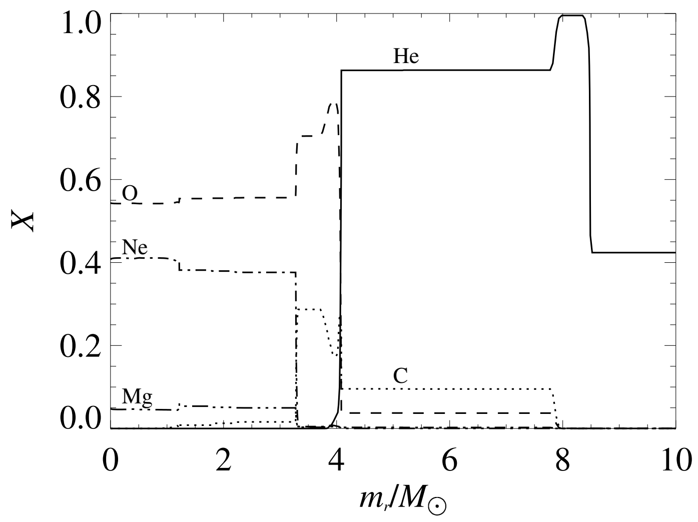

Abbildung 6.13: Chemische Zusammensetzung der Kernregion des $18M_\odot$ Sekundärsterns am Ende der Modellsequenz.

einem Einzelstern, entwickelt sie sich zu einem blauen Überriesen. Ursache dafür ist das chemische Profil oberhalb des Heliumkerns. Nicht verjüngende Sterne sind durch ein Plateau im Wasserstoffprofil oberhalb des Kerns gekennzeichnet (siehe Abbildung 4.3).

Während des zentralen Heliumbrennens verhindert, wie in den anderen bisher besprochenen Modellen, eine μ-Barriere das Anwachsen des konvektiven Kerns. Der resultierende C/O-Kern hat eine Masse von $M_{\mathrm{C/O}} = 4.0M_\odot$. Weil das zentrale Kohlenstoffbrennen bei einer so großen Kernmasse relativ ineffektiv verläuft hat der ONeMg-Kern nach dem Ende des zentralen Kohlenstoffbrennens eine Masse von nur $M_{\mathrm{ONeMg}} = 0.48M_\odot$. Diese wächst jedoch in der Phase des Kohlenstoffschalenbrennens schnell an, so daß bei einer Masse von $M_{\mathrm{ONeMg}} = 3.27M_\odot$ das Neonbrennen zündet. Der Stern wird daher die weiteren Brennphasen durchlaufen und als Supernova explodieren. Die Berechnung der Entwicklungssequenz des Sekundärsterns wurde kurz nach dem Zünden des Neonbrennens beendet. In Abbildung 6.13 ist die chemische Zusammensetzung des letzten Modells der Sequenz dargestellt.

6.2.4 Entwicklung der Oberflächenhäufigkeiten

Die Entwicklung der Oberflächenhäufigkeiten der Komponenten dieses Systems wurde bereits in Abschnitt 5.2.2 besprochen. Auch in diesem System hängt die Differenz der chemischen Zusammensetzung der akkretierten Materie und der Oberfläche des Sekundärsterns graduell von der Akkretionsrate, genauer, vom Verhältnis der Zeitskala der Massenakkretion und des thermohalinen Mischens ab. Oberhalb einer kritischen Akkretionsrate ist die chemische Zusammensetzung an der Oberfläche des Sterns gleich der der akkretierten Materie.

6.2.5 Weitere Entwicklung des Fall A Systems

Die Masse des Primärsterns des Fall A Systems zum Zeitpunkt des Zündens des Neonbrennens beträgt $M_1 = 2.98 M_\odot$. Er liegt demnach nahe der von Habets (1986b) gefundene Massengrenze von $2.9 M_\odot$, unterhalb derer sich Heliumsterne zu roten Riesen entwickeln. Tabelle 6.2 zeigt, daß der Primärstern vom Ende des zentralen Kohlenstoffbrennens (Punkt F, $R_1 = 4.24$) bis zum Zünden des zentralen Neonbrennens ($R_1 = 9.64$) innerhalb von 4600 Jahren seinen Radius ungefähr verdoppelt. Es ist daher unwahrscheinlich, daß sich der Primärstern innerhalb der verbleibenden Zeit von ca. 1000 Jahren (Nomoto 1987) vor der Supernovaexplosion nochmals bis zu seinen Roche-Radius von $R_\mathrm{L} = 22.78 R_\odot$ ausdehnt und ein Fall "ABB"-Massentransfer (vgl. Pols 1994) einsetzt. Dennoch zeigt dieses Beispiel, daß auch in Fall A Systemen, wie bei dem $13 + 12 M_\odot$ Fall B System, Supernovae vom Typ Ic erzeugt werden können. Im Unterschied zu den Fall B Systemen kann hier die Anfangsmasse des Primärsterns größer sein , da die Masse des Heliumsterns von der Masse des Primärsterns *nach* dem Massentransfer abhängt (vgl. Abbildung 6.10).

Die Sekundärkomponente entwickelt sich aufgrund der Nichtverjüngung zu einem blauen Überriesen. Es kommt daher in dem System zu keinem weiteren Massentransfer, und die Supernovaexplosion des Sekundärsterns ist vom Typ der SN 1987 A.

Tabelle 6.2: Wichtigste Daten der Entwicklung des $20 + 18M_{\odot}$Binärsystems. Abkürzungen der Kommentare sind: BZxB: Beginn zentrales x-Brennen (x=He, C), EZxB: Ende zentrales x-Brennen (x=H, He, C). Die Daten der Primärkomponenten sind fett gedruckt. Die Größen und Einheiten sind: t Zeit (10^6a), P_{K} Bahnperiode (d), M Masse der Komponenten ($M_{\odot}$), $\dot{M}$ Massenänderungs-

t	P_{K}		Kommentar	M	$\dot{M}$	$\log L$	$\log T_{\mathrm{eff}}$
0	2.49	**A**		**20.00**	$\mathbf{-1.4 \cdot 10^{-8}}$	**4.610**	**4.570**
		a		18.00	$-9.3 \cdot 10^{-9}$	4.489	4.553
7.0205	2.50	1	*Fall A*	**19.85**	$\mathbf{-3.9 \cdot 10^{-8}}$	**4.883**	**4.483**
				17.91	$-2.1 \cdot 10^{-9}$	4.719	4.492
7.0460	2.65	2	*Max.* $\dot{M}$	**16.06**	$\mathbf{-1.1 \cdot 10^{-3}}$	**4.651**	**4.434**
				21.69	$+1.1 \cdot 10^{-3}$	4.752	4.536
7.8021	4.64	3	*Fall A langsam*	**10.67**	$\mathbf{-2.0 \cdot 10^{-6}}$	**4.589**	**4.372**
				27.08	$+1.9 \cdot 10^{-6}$	5.074	4.568
7.9931	5.92	4	*Ende Fall A*	**9.33**	$\mathbf{-3.1 \cdot 10^{-8}}$	**4.626**	**4.359**
				28.33	$-8.4 \cdot 10^{-8}$	5.163	4.555
8.0613	5.92	**B**	**EZHB**	**9.33**	$\mathbf{-3.4 \cdot 10^{-8}}$	**4.673**	**4.400**
				28.32	$-8.9 \cdot 10^{-8}$	5.166	4.553
8.0646	5.92	5	*Fall AB*	**9.33**	$\mathbf{-2.8 \cdot 10^{-8}}$	**4.675**	**4.370**
				28.32	$-8.9 \cdot 10^{-8}$	5.168	4.554
8.0673	6.93		*Max.* $\dot{M}$	**8.64**	$\mathbf{-3.0 \cdot 10^{-4}}$	**4.688**	**4.353**
				29.01	$+3.0 \cdot 10^{-8}$	5.196	4.566
8.0889	15.58	**C**	**BZHeB**	**6.05**	$\mathbf{-8.2 \cdot 10^{-5}}$	**4.873**	**4.307**
				31.58	$+7.1 \cdot 10^{-5}$	5.280	4.599
8.1037	20.86	6	*Ende Fall AB*	**5.26**	$\mathbf{-8.1 \cdot 10^{-6}}$	**4.921**	**4.294**
				32.19	$+1.3 \cdot 10^{-7}$	5.303	4.600
8.8955	22.49	**D**	**EZHeB**	**4.06**	$\mathbf{-1.6 \cdot 10^{-6}}$	**4.427**	**5.014**
				32.07	$-1.7 \cdot 10^{-7}$	5.353	4.568
9.0356	23.60	**E**	**BZCB**	**3.11**	$\mathbf{-9.3 \cdot 10^{-6}}$	**4.614**	**4.770**
				32.04	$-1.8 \cdot 10^{-7}$	5.364	4.570
9.0484	23.78	**F**	**EZCB**	**2.98**	$\mathbf{-1.1 \cdot 10^{-5}}$	**4.652**	**4.613**
				32.04	$-1.8 \cdot 10^{-7}$	5.366	4.566
9.0530	23.84		**letztes Modell**	**2.93**	$\mathbf{-1.1 \cdot 10^{-5}}$	**4.657**	**4.436**
				32.04	$-1.8 \cdot 10^{-7}$	5.366	4.567
9.1291		b	EZHB	32.03	$-1.8 \cdot 10^{-7}$	5.391	4.624
9.1407		c	BZHeB	32.02	$-1.8 \cdot 10^{-7}$	5.438	4.496
9.6588		d	EZHeB	31.93	$-1.8 \cdot 10^{-7}$	5.486	4.302
9.6831		e	BZCB	31.93	$-1.8 \cdot 10^{-7}$	5.491	4.414
9.6837		f	EZCB	31.93	$-1.8 \cdot 10^{-7}$	5.491	4.417
9.6839		g	letztes Modell	31.93	$-1.8 \cdot 10^{-7}$	5.488	4.416

rate (Wind + Massentransfer $M_\odot$/a), L Leuchtkraft ($L_\odot$), $T_{\rm eff}$ Effektivtemperatur (K), R Radius ($R_\odot$), $T_{\rm c}$ Zentraltemperatur (K), $\rho_{\rm c}$ Zentraldichte (g/cm^{-3}), $M_{\rm He}$ Masse des Heliumkernes ($M_\odot$), $M_{\rm C/O}$ Masse des C/O-Kernes ($M_\odot$), $Y_{\rm s}$ Heliumgehalt an der Oberfläche, $Y_{\rm c}$ zentraler Heliumhäufigkeit, $C_{\rm s}$ Kohlenstoffhäufigkeit an der Oberfläche.

R	$\log T_{\rm c}$	$\log \rho_{\rm c}$	$M_{\rm He}$	$M_{\rm C/O}$	$M_{\rm ONeMg}$	$Y_{\rm s}$	$Y_{\rm c}$	$C_{\rm s}$
4.91	**7.58**	**0.79**				**0.250**	**0.250**	$\mathbf{8.8 \cdot 10^{-4}}$
4.62	7.58	0.83				0.250	0.250	$8.8 \cdot 10^{-4}$
10.05	**7.64**	**0.85**				**0.250**	**0.867**	$\mathbf{8.8 \cdot 10^{-4}}$
7.96	7.61	0.83				0.250	0.747	$8.8 \cdot 10^{-4}$
9.64	**7.62**	**0.87**				**0.250**	**0.867**	$\mathbf{8.8 \cdot 10^{-4}}$
8.70	7.63	0.80				0.250	0.747	$8.8 \cdot 10^{-4}$
11.93	**7.62**	**0.99**				**0.256**	**0.874**	$\mathbf{4.3 \cdot 10^{-5}}$
8.47	7.62	0.71				0.254	0.665	$1.8 \cdot 10^{-4}$
13.20	**7.70**	**1.22**				**0.307**	**0.987**	$\mathbf{1.9 \cdot 10^{-5}}$
9.97	7.64	0.75				0.254	0.787	$6.7 \cdot 10^{-4}$
11.57	**7.84**	**1.70**	**2.8**			**0.307**	**0.995**	$\mathbf{1.9 \cdot 10^{-5}}$
10.10	7.64	0.75				0.254	0.799	$6.7 \cdot 10^{-4}$
13.34	**7.87**	**1.93**	**3.0**			**0.307**	**0.995**	$\mathbf{1.9 \cdot 10^{-5}}$
10.04	7.64	0.75				0.254	0.800	$6.7 \cdot 10^{-4}$
14.63	**7.89**	**2.10**	**3.1**			**0.351**	**0.995**	$\mathbf{2.4 \cdot 10^{-5}}$
9.83	7.64	0.75				0.351	0.794	$2.4 \cdot 10^{-4}$
22.27	**8.15**	**3.11**	**3.1**			**0.697**	**0.995**	$\mathbf{4.0 \cdot 10^{-5}}$
9.30	7.64	0.71				0.608	0.757	$1.5 \cdot 10^{-4}$
25.07	**8.21**	**3.12**	**3.2**			**0.813**	**0.981**	$\mathbf{4.4 \cdot 10^{-5}}$
9.74	7.64	0.70				0.335	0.756	$3.9 \cdot 10^{-4}$
0.51	**8.41**	**3.68**	**3.9**	**1.1**		**0.968**	**0.000**	$\mathbf{4.1 \cdot 10^{-5}}$
11.78	7.68	0.83				0.313	0.936	$1.6 \cdot 10^{-4}$
2.00	**8.79**	**5.93**	**3.11**	**1.5**		**0.995**	**0.000**	$\mathbf{1.1 \cdot 10^{-4}}$
11.87	7.71	0.92				0.313	0.972	$2.6 \cdot 10^{-4}$
4.24	**8.93**	**5.80**	**2.98**	**1.5**	**0.48**	**0.995**	**0.000**	$\mathbf{1.1 \cdot 10^{-4}}$
11.94	7.72	0.93				0.313	0.975	$2.6 \cdot 10^{-4}$
9.64	**9.14**	**7.38**	**2.93**	**1.6**	**1.50**	**0.955**	**0.000**	$\mathbf{1.0 \cdot 10^{-4}}$
11.91	7.72	0.93				0.313	0.977	$2.6 \cdot 10^{-4}$
9.42	7.87	1.44	7.4			0.313	0.995	$2.6 \cdot 10^{-4}$
17.93	8.21	2.69	7.6			0.313	0.995	$2.6 \cdot 10^{-4}$
46.27	8.51	3.52	8.2	4.0		0.313	0.000	$2.6 \cdot 10^{-4}$
27.80	8.87	5.21	8.2	3.8		0.313	0.000	$2.6 \cdot 10^{-4}$
27.46	8.96	5.37	8.2	4.0	0.49	0.313	0.000	$2.6 \cdot 10^{-4}$
27.48	9.10	7.08	8.2	4.1	3.27	0.313	0.000	$2.6 \cdot 10^{-4}$

Kapitel 7

Nukleosynthese in massereichen Doppelsternen

Im Vergleich zu Einzelsternen ergeben sich in Binärsystemen mehrere Ursachen für eine unterschiedliche Nukleosynthese. In den folgenden Abschnitten werden diese Ursachen beschrieben und ihr Einfluß auf die Nukleosynthese der einzelnen Isotope dargestellt. Für eine gegebenes Binärsystem kann die Sekundärkomponente in Abhängigkeit des Effizienzparameters $\alpha_{\rm sk}$ der Semikonvektion eine Verjüngung erfahren oder auch nicht (Kapitel 4). Daher wird im folgenden die Nukleosynthese der Sekundärkomponente jeweils für beide Fälle Verjüngung/Nichtverjüngung betrachtet.

In der Tabelle 7.1 ist die Nukleosynthese verschiedener Isotope in den $13+12M_{\odot}$ und $20+18M_{\odot}$ Systemen aus Kapitel 6 zusammengestellt. Aufgelistet sind die mit dem Sternwind und mit der Supernovaexplosion an das interstellare Medium abgegebene Menge eines Isotops. Weiterhin ist der Produktionsfaktor des Gesamtsystems angegeben. Dieser ist definiert als das Verhältnis zwischen der mittleren Häufigkeit des Isotops in der an das interstellare Medium abgegebenen Materie und der zu Beginn der Entwicklung vorliegenden Häufigkeit.

Die mit der Supernovaexplosion ausgestoßene Menge der Isotope wurde bestimmt, indem eine Formel von Langer & Henkel (1995) für die "remnant"-Massen in Abhängigkeit der C/O-Kernmasse verwendet wurde. Die Abhängigkeit der Produktionsfaktoren der betrachteten Isotope von der "remnant"-Masse ist gering (Woosley & Weaver 1995).

Mit Ausnahme von ^{23}Na und ^{26}Al wurde auf die Auflistung der Isotope schwerer als ^{17}O verzichtet. Die Häufigkeiten dieser Isotope unterliegen in den Entwicklungsphasen nach dem Zünden des Neonbrennens noch starken Änderungen. Daher sind die Ergebnisse ihrer Nukleosynthese in der vorliegenden Arbeit von geringer Aussagekraft und können nicht mit den Rechnungen anderer Autoren verglichen werden. ^{26}Al wird sowohl in wasserstoffbrennenden Zonen als auch in sehr späten Phasen der Sternentwicklung in signifikanten Mengen erzeugt. In der vorliegenden Arbeit kann nur der im Wasserstoffbrennen erzeugte Anteil ermittelt werden.

Das mit dem Sternwind an das interstellare Medium abgegebene radioaktive ^{26}Al

Tabelle 7.1: An das interstellare Medium abgegebene Menge ausgewählter Isotope des $13 + 12M_\odot$ Binärsystem (oben) bzw. $20 + 18M_\odot$ Binärsystem (unten). M_W, M_SN bezeichnet die mit dem Sternwind bzw. mit der Supernovaexplosion abgegebene Menge des Isotops. f_tot bezeichnet den Produktionsfaktor eines Isotops für das Gesamtsystem

	Primärkomponente $13M_\odot$		Sekundärkomponente $12M_\odot$		
Isotop	$M_\mathrm{W}/M_\odot$	$M_\mathrm{SN}/M_\odot$	$M_\mathrm{W}/M_\odot$	$M_\mathrm{SN}/M_\odot$	f_tot
^{1}H	$1.22 \cdot 10^{-1}$	0	$2.44 \cdot 10^{-1}$	$1.06 \cdot 10^{+1}$	0.7
^{4}He	$1.88 \cdot 10^{-1}$	$2.61 \cdot 10^{-1}$	$3.52 \cdot 10^{-1}$	$1.00 \cdot 10^{+1}$	2.0
^{12}C	$9.99 \cdot 10^{-5}$	$2.11 \cdot 10^{-2}$	$2.03 \cdot 10^{-4}$	$1.36 \cdot 10^{-1}$	8.5
^{13}C	$3.76 \cdot 10^{-6}$	$2.24 \cdot 10^{-11}$	$1.56 \cdot 10^{-5}$	$6.09 \cdot 10^{-4}$	3.0
^{14}N	$7.13 \cdot 10^{-4}$	$6.93 \cdot 10^{-4}$	$1.17 \cdot 10^{-3}$	$4.02 \cdot 10^{-2}$	7.7
^{15}N	$9.01 \cdot 10^{-8}$	$2.28 \cdot 10^{-8}$	$1.20 \cdot 10^{-7}$	$2.74 \cdot 10^{-6}$	0.1
^{16}O	$2.54 \cdot 10^{-4}$	$2.58 \cdot 10^{-2}$	$7.14 \cdot 10^{-4}$	$4.25 \cdot 10^{-1}$	8.5
^{17}O	$2.09 \cdot 10^{-6}$	$1.06 \cdot 10^{-6}$	$4.94 \cdot 10^{-6}$	$2.64 \cdot 10^{-4}$	13.3
^{23}Na	$1.27 \cdot 10^{-5}$	$1.97 \cdot 10^{-5}$	$2.14 \cdot 10^{-5}$	$7.28 \cdot 10^{-4}$	3.8
^{26}Al	$4.76 \cdot 10^{-11}$	$2.99 \cdot 10^{-12}$	$2.94 \cdot 10^{-10}$	$3.21 \cdot 10^{-5}$	
Σ	0.312	0.310	0.599	21.55	

	Primärkomponente $20M_\odot$		Sekundärkomponente $18M_\odot$		
Isotop	$M_\mathrm{W}/M_\odot$	$M_\mathrm{SN}/M_\odot$	$M_\mathrm{W}/M_\odot$	$M_\mathrm{SN}/M_\odot$	f_tot
^{1}H	$3.22 \cdot 10^{-1}$	0	$3.29 \cdot 10^{-1}$	$1.46 \cdot 10^{+1}$	0.6
^{4}He	$2.29 \cdot 10^{+0}$	$1.20 \cdot 10^{-0}$	$1.88 \cdot 10^{-1}$	$1.26 \cdot 10^{+1}$	2.0
^{12}C	$2.67 \cdot 10^{-4}$	$1.24 \cdot 10^{-1}$	$1.51 \cdot 10^{-4}$	$5.97 \cdot 10^{-1}$	26.0
^{13}C	$4.25 \cdot 10^{-5}$	$2.35 \cdot 10^{-16}$	$1.50 \cdot 10^{-5}$	$7.47 \cdot 10^{-4}$	2.6
^{14}N	$8.23 \cdot 10^{-3}$	$2.93 \cdot 10^{-3}$	$7.96 \cdot 10^{-4}$	$6.04 \cdot 10^{-2}$	8.8
^{15}N	$4.37 \cdot 10^{-7}$	$9.34 \cdot 10^{-8}$	$1.35 \cdot 10^{-7}$	$2.61 \cdot 10^{-6}$	0.1
^{16}O	$5.88 \cdot 10^{-4}$	$1.83 \cdot 10^{-1}$	$9.28 \cdot 10^{-4}$	$2.03 \cdot 10^{-0}$	27.9
^{17}O	$1.41 \cdot 10^{-5}$	$4.65 \cdot 10^{-6}$	$5.49 \cdot 10^{-6}$	$3.65 \cdot 10^{-4}$	12.9
^{23}Na	$1.57 \cdot 10^{-4}$	$1.04 \cdot 10^{-4}$	$1.17 \cdot 10^{-5}$	$1.04 \cdot 10^{-3}$	4.8
^{26}Al	$6.89 \cdot 10^{-10}$	$7.70 \cdot 10^{-11}$	$1.00 \cdot 10^{-9}$	$6.58 \cdot 10^{-5}$	
Σ	2.625	1.592	0.520	30.822	

zerfällt mit einer Halbwertszeit von ca. 10^6a. In Tabelle 7.1 ist die Menge ^{26}Al im interstellaren Medium zum Zeitpunkt der Supernovaexplosion angegeben.

7.1 Unterschiede zu Einzelsternen

Im folgenden werden die Ergebnisse für die in den Tabellen 7.1 dargestellten Isotope einzeln diskutiert. Zum Vergleich mit Einzelsternrechnungen werden dabei die Arbeiten von Weaver & Woosley (1993, im folgenden WW93) und Woosley & Weaver (1995, WW95) verwendet. Bei WW93 wurden der Einfluß der Effizienz des semikonvektiven Mischens auf die Nukleosynthese untersucht. Die Sternmodelle von WW93, in denen eine geringe Effizienz der Semikonvektion ("restricted semiconvection") angenommen wurde, können gut mit den Modellen der vorliegenden Arbeit verglichen werden (Langer & Henkel 1995). In WW95 dagegen ist die Nukleosynthese in Einzelsternen für unterschiedliche Metallizitäten zusammengestellt. Wichtig ist auch, daß in den Rechnungen der vorliegenden Arbeit dieselbe Rate der ^{12}C(α,γ)^{16}O Reaktion verwendet wurde, wie bei WW93 und WW95.

Mit den Ergebnissen von WW93 und WW95 lassen sich die Produktionsfaktoren der Binärsysteme auch für den Fall bestimmen, daß die Sekundärkomponente eine Verjüngung erfährt. Da sich eine verjüngende Sekundärkomponente der Anfangsmasse M_2 nach Akkretion einer Masse ΔM sehr ähnlich wie ein Einzelstern entwickelt, stößt sie mit der Supernovaexplosion vergleichbare Mengen an Isotopen aus wie ein Einzelstern der Anfangsmasse $M_2 + \Delta M$. Diese Mengen erhält man aus den Tabellen von WW93 und WW95. Zusammen mit den Werten aus Tabelle 7.1 für den Primärstern kann der Produktionsfaktor des Gesamtsystems berechnet werden.

7.1.1 ^{1}H und ^{4}He

Die Produktionsfaktoren von Wasserstoff und Helium in Einzelsternen werden kaum von der Metallizität oder der Effizienz des semikonvektiven Mischens beeinflußt (W93, WW95). In den Doppelsternsystemen $13 + 12M_\odot$ und $20 + 18M_\odot$ sind die Produktionsfaktoren für Wasserstoff mit 0.7 bzw. mit 0.6 geringfügig kleiner als in Einzelsternen, die bei Anfangsmassen zwischen $12 \ldots 20M_\odot$ Produktionsfaktoren von 0.8…0.7 (WW93) aufweisen. In beiden Binärsystemen ist der Produktionsfaktor des Heliums mit 2.0 höher als in Einzelsternen ($\approx$ 1.55, WW93). Ursache dafür ist die Nichtverjüngung der Sekundärkomponenten. In diesen ist der Beitrag der Wasserstoffschalenquelle zur insgesamt nuklear erzeugten Energie während des zentralen Heliumbrennens größer als bei verjüngenden Sternen gleicher Masse. Die Leuchtkraft während des zentralen Heliumbrennens dagegen ist in erster Näherung unabhängig vom Auftreten einer Verjüngung (siehe Abbildung 4.7). Daher verbrennen nichtverjüngende Sterne insgesamt mehr Wasserstoff zu Helium als Einzelsterne.

Die Produktionsfaktoren der beiden Systeme wären im Falle einer verjüngenden Sekundärkopmonenten $(f_\mathrm{H}, f_\mathrm{He}) = (0.54{,}1.43)$ für das $13 + 12M_\odot$ und (0.42,1.27) für das $20 + 18M_\odot$ System. Der Heliumproduktionsfaktor ist geringer als in Einzelsternen, da der Primärstern nach dem Massentransfer keine Wasserstoffschalenquelle aufweist. Die höhere Masse des Sekundärsterns nach der Akkretion gleicht dies nicht aus, weil der Produktionsfaktor des Heliums für Einzelsterne im Massenbereich $13 \ldots 20 M_{\odot}$ ungefähr konstant ist. Der Produktionsfaktor des Wasserstoffs ist geringer als in Einzelsternen, da dieser mit $0.8 \ldots 0.5$ bei zunehmender Anfangsmasse im Bereich $12 \ldots 30 M_{\odot}$ abnimmt (WW95).

7.1.2 ^{12}C und ^{16}O

Die Produktionsfaktoren der beiden primär erzeugten Isotope ^{12}C und ^{16}O sind unter Berücksichtigung der Metallizität in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen von WW93 und WW95. Insbesondere ergibt sich die beste Übereinstimmung mit den Modellen von WW93, in denen eine geringe Effizienz des semikonvektiven Mischens angenommen wurde (vgl. Langer & Henkel 1995). Die Ursache für dieses Ergebnis ist, daß die Größe der C/O-Kerne, welche die erzeugten Mengen an ^{12}C und ^{16}O bestimmen, sowohl im Primärstern als auch im nichtverjüngenden Sekundärstern in erster Näherung durch die Anfangsmassen der Komponenten bestimmt sind.

Diese Situation ändert sich, wenn der Sekundärstern eines Binärsystems eine Verjüngung erlebt. Der C/O Kern ist entsprechend der Masse des Sekundärsterns nach der Akkretion größer. Die Produktionsfaktoren betragen in einem $13 + 12 M_{\odot}$ System 13.9 und 44.0 für ^{12}C und ^{16}O bzw. 14.4 und 46.8 in einem $20 + 18 M_{\odot}$ System. Da der Produktionsfaktor von ^{16}O mit der Anfangsmasse eines Sterns monoton ansteigt (WW93/95), fällt dieser in Systemen mit verjüngenden Sekundärkomponenten höher aus. In dem $13 + 12 M_{\odot}$ System ist der Produktionsfaktor sogar um einen Faktor 5 höher als in Einzelsternen. Der nichtmonotone Verlauf des Produktionsfaktors von ^{12}C mit der Anfangsmasse (WW93/95) ergibt für das $13 + 12 M_{\odot}$ System einen im Vergleich zu Einzelsternen höheren und für das $20 + 18 M_{\odot}$ System einen niedrigeren Produktionsfaktor dieses Isotops.

7.1.3 ^{13}C, ^{14}N, ^{15}N und ^{17}O

Dies sind die Isotope des CNO-Zyklus, deren Erzeugung bzw. Vernichtung (^{15}N) sekundären Charakters ist. Bei diesen Isotopen ist die Hauptursache, die zu Unterschieden ihrer Nukleosynthese in Binärsystemen und in Einzelsternen führt, das thermohaline Mischen in der Hülle des Sekundärsterns. Dies ist in Abbildung 7.1 zu erkennen. In dieser Abbildung werden die chemischen Profile der sekundären CNO-Isotope in einem $22 M_{\odot}$ Einzelstern mit dem Sekundärstern des $13 + 12 M_{\odot}$ Systems am Ende der Hauptreihenentwicklung ($M_2 = 21.83 M_{\odot}$) verglichen. Die Tatsache, daß die Häufigkeiten der CNO-Isotope in der akkretierten Materie bereits verschieden von der Anfangszusammensetzung sind, bewirkt eine Veränderung der chemischen Profile gegenüber denen in Einzelsternen. Dies allein wirkt sich aber *nicht* auf die Produktionsfaktoren des *Gesamt*systems aus, da die Materie nur vom Primär- auf den Sekundärstern verlagert wurde und mit der Supernovaexplosion des Sekundärsterns abgegeben wird.

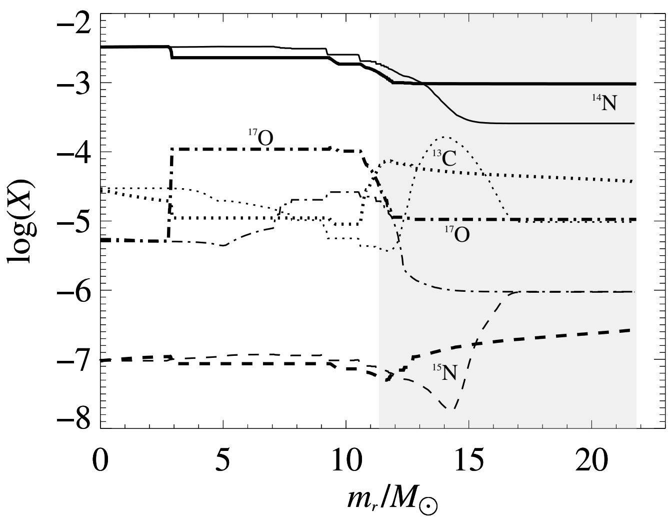

Abbildung 7.1: Vergleich der chemischen Profile eines $22M_\odot$ Einzelstern mit denen der nicht-verjüngten Sekundärkomponente des $12+13M_\odot$ Binärsystems am Ende der Hauptreihenentwicklung ($M_2 = 21.83$). Die Profile der Sekundärkomponente sind dick gezeichnet. Der grau unterlegte Bereich kennzeichnet die maximale Ausdehnung des vom thermohalinen Mischen betroffenen Bereiches (vgl. Abbildung 6.5).

Die vom thermohalinen Mischen erfaßte Zone reicht so weit in den Stern hinein, daß die Temperaturen an ihrem unteren Rand hoch genug sind, um die Reaktionen des CNO-Zyklus ablaufen zu lassen. In Abbildung 7.1 sieht man das an der Abweichung der chemischen Profile im schattierten Bereich von einer homogenen Verteilung. In dem Augenblick, in dem die Zeitskala des thermohalinen Mischens, die nach der Akkretion mit zunehmender Verteilung des Heliums in der Hülle zunimmt, die Zeitskala der Reaktionen des CNO-Zyklus überschreitet, beginnen die chemischen Profile der Isotope ^{13}C, ^{15}N und ^{17}O von einer homogenen Verteilung abzuweichen. Für das Isotop ^{14}N, dessen Transformation ^{14}N(p, γ)^{15}O durch die langsamste Reaktion des CNO-Zyklus erfolgt, kann das thermohaline Mischen eine Homogenisierung des Profils aufrechterhalten.

Das thermohaline Mischen in Verbindung mit dem CNO-Brennen führt in einem Großteil der Hülle zu einer Erhöhung des Massenanteils von ^{13}C und ^{14}N. Die ^{15}N Häufigkeit hingegen ist erniedrigt. Bei ^{17}O ist die Situation nicht eindeutig, da hier auch die Bereiche, die nicht dem thermohalinen Mischen unterworfen sind, starke Unterschiede im chemischen Profil im Vergleich mit dem Einzelstern aufweisen. Die Produktionsfaktoren sind in beiden berechneten Binärsystemen für ^{13}C und ^{14}N um ca. einen Faktor 2 höher und für ^{15}N einen Faktor 3 niedriger als in Einzelsternen. Der Produktionsfaktor von ^{17}O hingegen fällt im Rahmen der modellabhängigen Ungenauigkeiten ungefähr gleich aus.

Da das thermohaline Mischen unabhängig von einer eventuellen Verjüngung eines Sterns abläuft, werden die Ergebnisse in einem verjüngenden Stern vermutlich ähnlich aussehen. Für ^{17}O ist mit einer Erhöhung des Produktionsfaktors zu rechnen, weil die Bereiche unterhalb des thermohalin durchmischten Bereiches in Sekundärkomponenten und in Einzelsternen identische Profile aufweisen. In der Hülle dagegen wird ^{17}O angereichert (siehe Abbildung 7.1).

7.1.4 ^{23}Na

Der Vergleich der Nukleosynthese von ^{23}Na in Binärsystemen und Einzelsternen wird durch zwei Aspekte erschwert. 1.) ^{23}Na wird in massereichen Sterne sowohl im Kohlenstoffbrennen (^{12}C(^{12}C, p)^{23}Na) als auch in wasserstoffbrennenden Bereichen durch den Neon-Natrium-Zyklus (Reaktionen 40-47 in Anhang C) in signifikanten Mengen erzeugt. Beide Erzeugungsarten werden durch die Entwicklung eines Sterns in Binärsystem stark beeinflußt, denn sowohl die Größe des Kerns im Kohlenstoffbrennen als auch die Effizienz und Ausdehnung der Wasserstoffschalenquellen kann in Binärmodellen mit gleicher Anfangsmasse aber unterschiedlichen anderen Parametern erhebliche Unterschiede aufweisen. Dabei treten gegenläufige Effekte auf: Eine nichtverjüngende Sekundärkomponente hat einen kleineren Heliumkern aber eine effektivere Wasserstoffschalenquelle als ein verjüngender Sekundärstern. 2.) Der Produktionsfaktor von ^{23}Na in Einzelsternen als Funktion der Masse und des Metallgehalts hat einen stark variierenden, nichtmonotonen Verlauf (WW95/93). Beide Aspekte haben zur Folge, daß in Binärsystemen mit nur leicht unterschiedlichen Anfangsparametern sehr große Unterschiede in der Produktion von ^{23}Na auftreten können. Daher muß sich der Vergleich der für die vorliegende Arbeit durchgeführten Modelle mit Einzelsternrechnungen auf die Aussage beschränken, daß die Unterschiede in der ^{23}Na Produktion innerhalb der Grenzen liegen, die durch die oben aufgeführten Effekte zu erklären sind. Eine allgemeine Aussage über die durchschnittliche ^{23}Na Produktion in Binärsystemen im Vergleich zu Einzelsternen ist jedoch nicht möglich.

7.2 Die Produktion von ^{26}Al in massereichen Doppelsternen

Aus den Tabellen Tabellen 7.1 ist zu entnehmen, daß die beiden Sekundärkomponenten mit einer Anfangsmasse $\leq 20 M_\odot$ und $Z = Z_\odot/4$ ca. $10^{-5} \ldots 10^{-4} M_\odot$ ^{26}Al produzieren. Berücksichtigt man, daß es sich dabei nur um den im Wasserstoffbrennen erzeugten Anteil handelt, sind diese Werte um mindestens einen Faktor 10 größer als die in Einzelsternen gleicher Masse produzierte Menge ^{26}Al (El Eid 1994, Braun & Langer 1995b, Langer et al. 1995). Offensichtlich gibt es erhebliche Unterschiede bei der Nukleosynthese von ^{26}Al in Einzel- und in Doppelsternen, die eine genaue Betrachtung des Problems erfordern.

^{26}Al ist ein radioaktives Isotope mit einer Lebensdauer von $\tau_{26} = 1.03 \cdot 10^6$ Jahren (Halbwertszeit $7.2 \cdot 10^5$a). Bereits 1977 erkannten Ramaty & Lingenfelter, daß ^{26}Al in mehreren astrophysikalischen Quellen unter verschiedenen physikalischen Bedingungen erzeugt wird. Als mögliche Kandidaten für die Nukleosynthese von ^{26}Al wurden, neben O-Ne-Mg-Novae und AGB-Sternen, die für die vorliegende Arbeit relevanten Wolf-Rayet-Sterne und Supernovae vorgeschlagen.

^{26}Al ist über die bei seinen β^+-Zerfall zu ^{26}Mg emitierte 1.809MeV γ-Strahlung nachzuweisen. Erstmals wurde die γ-Strahlung des ^{26}Al-Zerfalls vom HEAO 3 Satelliten beobachtet (Mahoney et al. 1984). Die Existenz der dabei bestimmten Menge des relativ kurzlebigen ^{26}Al in unserer Galaxis bedeutet, daß die Nukleosynthese dieses Isotops aktuell in unserer Galaxis andauert. Dadurch bietet sich ^{26}Al in hervorragender Weise zum Vergleich mit der Theorie seiner Nukleosynthese an.

Die Lebensdauer von ^{26}Al liegt in der Größenordnung der Lebensdauer massereicher Sterne. Im Gegensatz zu anderen Isotopen ist damit nicht nur die Frage zu stellen, wie es in Sternen erzeugt und in das interstellare Medium abgegeben wird. Vielmehr spielt die Zeitdauer, die von der Entstehung bis zu seiner Freisetzung in das interstellare Medium vergeht, eine bedeutende Rolle. Wie in den folgenden Abschnitten gezeigt wird, ist dies einer der wichtigsten Gründe für die Unterschiede in der ^{26}Al-Produktion von Einzel- und Doppelsternen.

Für einen Überblick über die Beobachtung und Entstehung von ^{26}Al in Einzelsternen sei an dieser Stelle auf die Arbeit von Prantzos & Diehl (1996) verwiesen.

7.2.1 ^{26}Al in massereichen Einzelsternen

Um den Einfluß der Entwicklung eines Sterns in einem Binärsystem auf seine ^{26}Al-Produktion einschätzen zu können, soll zunächst auf die ^{26}Al Produktion in Wolf-Rayet-Einzelsternen und in Supernovae mit Einzelsternvorläufern eingegangen werden.

In massereichen Sternen entsteht ^{26}Al in verschiedenen Entwicklungsphasen. Während des zentralen Wasserstoffbrennens wird es bei einer Zentraltemperatur von $T_c > 4 \cdot 10^7$ (d.h. in Sternen mit einer Masse $\gtrsim 15 M_\odot$) durch die Reaktion ^{25}Mg(p,γ)^{26}Al erzeugt. Dabei steigt schon in der Anfangsphase der Hauptreihenentwicklung die ^{26}Al Häufigkeit stark an und fast das gesamte ^{25}Mg im konvektiven Kern wird verbrannt. Nachdem das ^{25}Mg verbraucht ist, beginnt im konvektiven Kern der ^{26}Al-Gehalt aufgrund des β^+-Zerfalls wieder zu sinken (siehe Abbildung 7.5 auf Seite 120).

Nach Ende der Hauptreihenentwicklung wird in der Wasserstoffschalenquelle neues ^{26}Al produziert. Im Heliumkern dagegen wird bei Temperaturen von $> 1.2 \cdot 10^8$K alles ^{26}Al zerstört. Verantwortlich für die Zerstörung sind Neutroneneinfänge ^{26}Al(n,γ) und ^{26}Al(n,α) bzw. thermische Anregung des Kerns mit anschließendem schnellen β^+-Zerfall.

Neben der Produktion von ^{26}Al in wasserstoffbrennenden Bereichen eines Sterns werden signifikante Mengen dieses Isotops in den späten Brennphasen eines Sterns erzeugt. Kurz vor der Supernovaexplosion entsteht ^{26}Al in der Neonschalenquelle eines Sterns. Dies geschieht ebenfalls durch die Reaktion ^{25}Mg(p,γ)^{26}Al. Die benötigten Protonen werden dabei durch Reaktionen wie z.B. ^{12}C(^{12}C,p)^{23}Na zur Verfügung gestellt. Während der Supernovaexplosion selbst wird ^{26}Al in der Neon- und der

Kohlenstoffschalenquelle durch explosives Brennen erzeugt.

Nachdem ^{26}Al produziert worden ist, muß es an das interstellare Medium abgegeben werden, damit die γ-Strahlung seines β^+-Zerfalls beobachtet werden kann. In Wolf-Rayet-Sternen wird mit dem Sternwind ^{26}Al abgegeben, das im konvektiven Kern auf der Hauptreihe erzeugt wurde. Die Anreicherung von ^{26}Al im Wolf-Rayet-Wind beginnt also in dem Augenblick, in dem Produkte des zentralen Wasserstoffbrennens an die Oberfläche gelangen. Da das ^{26}Al im Heliumkern des Sterns vernichtet wird, endet die Abgabe von ^{26}Al mit Beginn der WC Phase, wenn Produkte des Heliumbrennens an der Oberfläche des WR-Sterns freigelegt werden. Typische Werte der in einem Wolf-Rayet-Stern freigesetzten ^{26}Al-Menge liegen in der Größenordung $10^{-5} \ldots 10^{-4} M_\odot$ und steigen stark mit der Anfangsmasse und der Metallizität der Sternmodelle an (siehe Prantzos & Diehl 1996).

Da die Lebensdauer massereicher Sterne in der Größenordnung der Lebensdauer des ^{26}Al liegt, ist der während des zentralen Wasserstoffbrennens erzeugt Anteil eines Sterns bis zu seiner Supernovaexplosion fast vollständig zerfallen. Der Großteil des in einer Supernovaexplosion freigesetzten ^{26}Al wird also erst nach Ende des zentralen Wasserstoffbrennens erzeugt. Die in den Spätphasen erzeugte und in der Supernovaexplosion freigesetzte Menge ^{26}Al liegt zwischen 10^{-6} und $10^{-4} M_\odot$ (Timmes et al. 1995).

In beiden Fällen, WR-Sterne und Supernovae, ergeben sich vielfältige Unsicherheiten bei der Bestimmung der produzierten ^{26}Al-Menge in Abhängigkeit der physikalischen Modellannahmen. Insbesondere haben die verwendeten Kriterien für das Auftreten von konvektivem Überschießen (Meynet & Arnould 1993, Braun & Langer 1995b) und Semikonvektion (Weaver & Woosley 1993), sowie die verwendeten Windmassenverlustraten (Meynet & Arnould 1993) erhebliche Auswirkungen auf die in massereichen Sternen produziert ^{26}Al-Menge.

Demgegenüber ergeben sich prinzipielle Unterschiede in der ^{26}Al-Produktion in Abhängigkeit davon, ob sie sich als Einzelstern oder als Komponenten eines engen Binärsystems entwickeln. Dieser Aspekt der ^{26}Al-Produktion in massereichen Sternen hat in der Literatur bisher kaum Beachtung gefunden (Oberlack et al. 1994). Im folgenden wird daher der Einfluß des L_1-Massentransfers in engen Binärsystemen auf die ^{26}Al-Produktion der Primär- und der Sekundärkomponente betrachtet. Da genaue quantitative Aussagen nur mit Hilfe umfangreicher Parameterstudien möglich sind, soll dabei die Betonung auf den qualitativen Unterschieden zu Einzelsternen liegen, die gegebenenfalls durch einzelne Modellrechnungen untermauert werden.

7.2.2 Die Primärkomponente

Die unterschiedlichen Mechanismen der Freisetzung der mit ^{26}Al angereicherten Schichten bei Einzelsternen einerseits und bei Primärkomponenten eines Binärsystems andererseits haben verschiedene Auswirkungen auf die erzeugte Menge ^{26}Al. Ein wichtiger Unterschied ergibt sich aus der Tatsache, daß mit dem L_1-Massentransfer der Großteil des während des zentralen Wasserstoffbrennens erzeugten ^{26}Al verloren wird. Nur ein Teil des mit ^{26}Al angereicherten Materials wird dabei, in

Abhängigkeit vom Parameter β des Massentransfers, sofort an das interstellare Medium abgegeben. Der Anteil $1-\beta$ wird dagegen erst mit nachfolgenden Windmassenverlusten, spätestens mit der Supernovaexplosion des Sekundärsterns in das interstellare Medium gelangen und liefert bis dahin keinen Beitrag zum 1.809MeV γ-Fluß. Dies führt zu einer Verringerung der ^{26}Al Ausbeute in Primärkomponenten im Verhältnis zu Einzelsternen. Demgegenüber hat der frühere Zeitpunkt des Freisetzens des ^{26}Al den Effekt, die Bilanz der Primärkomponenten zu verbessern. Ein indirekter Einfluß des L_1-Massenverlustes ergibt sich über seine Auswirkung auf die Wasserstoffschalenquelle. Dies beeinflußt sowohl die erzeugten Mengen von ^{26}Al als auch die Zeitdauer des Heliumbrennens und führt zu einer Verringerung der abgegebenen ^{26}Al Menge.

Fall B Systeme

Bei der Betrachtung der Primärkomponente eines Fall B Systems können drei Massenbereiche für die Anfangsmasse M_1 unterschieden werden, in denen der Massenverlust über den L_1-Punkt unterschiedliche Auswirkungen auf die ^{26}Al-Produktion hat.

$M_1 \geq M_{\rm HD}$: Wie in Abschnitt 2.6.3 beschrieben wird, durchlaufen Sterne oberhalb einer kritischen Masse $M_{\rm HD}$ eine "Luminous-Blue-Variable"-Phase. Als Ergebnis der LBV-Phase entwickelt sich ein Einzelstern identisch zu der Primärkomponente eines Binärsystems, die einen Fall B Massenverlust erfährt (Langer 1994b).

Der einzige Unterschied für die ^{26}Al Produktion liegt damit in dem Schicksal des verlorenen Materials, das von der Sekundärkomponente akkretiert wird. Im günstigsten Fall tritt die LBV-Phase ein, bevor der Primärstern sein Roche-Volumen füllt (Vanbeveren 1991). Dann wird sehr wenig Material von der Sekundärkomponente akkretiert und die ^{26}Al Ausbeute der Primärkomponente ist dieselbe wie die eines Einzelsterns gleicher Masse.

Nur wenn der Roche-Radius kleiner als der kritische Radius des HD-Limits ist, wird ein Teil oder die gesamte vom Primärstern verlorene Masse von der Sekundärkomponente akkretiert. Mit einem Wert von $M_{\rm HD} \gtrsim 50 M_\odot$ (Langer et al. 1994) liegt die Lebensdauer der Sekundärkomponente nach der Akkretion in der Größenordnung 10^6a. In den Rechnungen von De Loore & Vanbeveren (1994) für eine Anfangsmasse des Primärsterns von $M_1 = 40 M_\odot$ ist die Zeitdauer vom Zeitpunkt der Akkretion bis zur SN-Explosion der Sekundärkomponente $1.2 \cdot 10^6$a bei einer Sekundärsternmasse von $M_2 = 36 M_\odot$. Bezüglich der physikalischen Annahmen in diesen Modellen, welche mit konvektivem Überschießen, Schwarzschildkriterium und $\beta = 0.5$ gerechnet wurden, stellen diese Zeiten Obergrenzen dar. Konvektives Überschießen verlängert die Zeitdauer des zentralen Wasserstoffbrennens, Verwendung des Schwarzschild- statt des Ledouxkriteriums die des zentralen Heliumbrennens. Ein kleiner Wert von β führt zu einer geringeren Masse der Sekundärkomponente und damit ebenfalls zu einer längeren Lebensdauer. Zusammengefaßt wird von dem von der Sekundärkomponente akkretierten Anteil ^{26}Al nur wenig zerfallen sein, wenn die Sekundärkomponente als Supernova explodiert. Damit wird die von einer Primärkomponente vor Zünden des zentralen Heliumbrennens abgegebene ^{26}Al-Menge nur leicht geringer ausfallen als in einem Einzelstern gleicher Masse.

Um die mit der Supernovaexplosion ausgestoßene ^{26}Al-Menge abzuschätzen, kann man sich folgender Annahme bedienen. Die Entwicklung von Sternen mit einer Anfangsmasse $\gtrsim M_{\rm HD}$ endet in einem Heliumstern der Masse $\approx 5M_\odot$, unabhängig von der Anfangsmasse ("Massenkonvergenz", Langer 1989b). Dies entspricht dem Heliumkern eines Einzelsterns mit einer Anfangsmasse von $\approx 15M_\odot$ ohne Massenverlust, welcher wiederum mit der Supernovaexplosion $2.8 \cdot 10^{-6} M_\odot$ ^{26}Al an das interstellare Medium abgibt (Weaver & Woosley 1993). Dieser Wert ergibt sich für Sternmodelle, in denen eine geringe Effizienz für das Mischen in Semikonvektionszonen angenommen wurde ("restricted semiconvection", Weaver & Woosley 1993) und entspricht einem kleinen Semikonvektionsparameter $\alpha_{\rm sk}$ (Gl 3.10), wie er in der vorliegenden Arbeit verwendet wurde (siehe Langer & Henkel 1995). Für ein effektiveres semikonvektives Mischen ergeben sich im allgemeinen höhere Werte der ^{26}Al-Produktion, z.B. $3.6 \cdot 10^{-5} M_\odot$ (Weaver & Woosley 1993) bzw. $4.3 \cdot 10^{-5} M_\odot$ (Timmes et al. 1995) für ein $15M_\odot$ Modell.

Die Güte dieser Abschätzungen wird jedoch durch zwei Punkte beeinträchtigt. Erstens ist die Entwicklung und die Supernovaexplosion eines $5M_\odot$ Helium*sterns*, der aus einem Stern der Anfangsmasse $50M_\odot$ enstand, nicht notwendigerweise genau gleich der eines $5M_\odot$ Helium*kerns* eines Sterns der Anfangsmasse $15M_\odot$ (Woosley et al. 1993). Zweitens fehlt bei den massereicheren Sternen der Beitrag der Wasserstoffschalenquelle zur in der Supernovaexplosion ausgestoßenen ^{26}Al-Menge. Dieser ist jedoch relativ gering (Weaver & Woosley 1993) und beträgt in dem $25M_\odot$ Modell von Timmes et al. (1995, siehe ihre Abbildung 1) ca. 10% der gesamten ^{26}Al-Menge eines Supernovavorläufermodelles.

Während ihrer Wolf-Rayet-Phase geben Sterne mit einer Anfangsmasse $> M_{\rm HD}$ zwischen 10^{-5} und $10^{-4} M_\odot$ ^{26}Al an das interstellare Medium ab (siehe z.B. Abbildung 3.9 in Prantzos & Diehl 1996). Dieser Wert muß in einer Primärkomponente entsprechend dem von der Sekundärkomponente akkretierte Anteil des ^{26}Al leicht reduziert werden. Zusammen mit den Abschätzungen zu der in der Supernovaexplosion ausgestoßenen Menge wird die ^{26}Al-Produktion in Primärkomponenten mit einer Masse $> M_{\rm HD}$ im Mittel vermutlich nur wenig geringer ausfallen als in Einzelsternen gleicher Masse.

$M_{\rm WR} \leq M_1 < M_{\rm HD}$: Hierbei bezeichnet $M_{\rm WR}$ die minimale Anfangsmasse, oberhalb derer sich ein Einzelstern in eine Wolf-Rayet-Phase entwickelt ($M_{\rm WR} \approx 30M_\odot$ bei solarer Metallizität, Maeder & Meynet 1994). Der Unterschied für die ^{26}Al-Produktion eines Einzelsterns zu der einer Primärkomponente eines Fall B Systems liegt in dem Zeitpunkt, in dem das während des zentralen Wasserstoffbrennens produzierte ^{26}Al an das interstellare Medium abgegeben wird. Dies geschieht in der Primärkomponente eines Binärsystems direkt nach Ende des zentralen Wasserstoffbrennens. Ein Einzelstern hingegen wird sich zunächst in einen roten Überriesen und erst durch die in dieser Phase auftretenden starken Windmassenverluste in einen WR-Stern entwickeln. Dieser Zeiteffekt hat jedoch einen nur geringen Einfluß auf die ^{26}Al-Produktion. Ein $40M_\odot$ Einzelstern, mit der Entwicklung über eine Rote-Überriesen-Phase, gibt $5.0 \cdot 10^6 M_\odot$ ^{26}Al an das interstellare Medium ab. Ein $40M_\odot$ Stern, der sich über eine LBV-Phase in einen WR-Stern entwickelt (entsprechend einem L_1-Massentransfer mit $\beta = 0$), produziert $5.6 \cdot 10^6 M_\odot$ ^{26}Al (Langer et al. 1995).

Der Anteil ^{26}Al, der von der Sekundärkomponente während des Massentransfers akkretiert wird, wird bis zur Supernovaexplosion des Sekundärsterns durch den β^+-Zerfall stärker reduziert sein als bei Sternen mit $M_1 > M_{\rm HD}$ (siehe obige Abschätzungen für einen $40M_\odot$-Stern). Darüberhinaus wird die Masse des Heliumkerns bei einem Einzelstern durch die Wasserstoffschalenquelle vergrößert und damit die in der Supernovaexplosion abgegeben ^{26}Al-Menge. Zusammengefaßt produziert eine Primärkomponente im Massenbereich $M_{\rm WR} \leq M_1 < M_{\rm HD}$ vermutlich deutlich weniger ^{26}Al als ein Einzelstern gleicher Anfangsmasse.

In diesem Zusammenhang sei noch auf die Abhängigkeit der Grenzmasse $M_{\rm WR}$ von der Metallizität eingegangen. Mit steigender Metallizität wird $M_{\rm WR}$ kleiner aufgrund der stärkeren Windmassenverluste. Daraus folgernd gewinnt die starke Verringerung der ^{26}Al Produktion in Primärsternen des Massenbereichs $M_{\rm WR} < M_1 < M_{\rm HD}$ im Verhältnis zu Einzelsternen mit zunehmender Metallizität an Bedeutung. Dies wird bei der Bestimmung der ^{26}Al Produktion in der gesamten Milchstraße wichtig. Hierbei muß die Variation der Metallizität vom Zentrum zum Rand der Milchstraße und ihr Einfluß auf die ^{26}Al-Produktion in massereichen Sternen berücksichtigt werden (Prantzos 1993).

$M_1 < M_{\rm WR}$: Einzelsterne dieses Massenbereichs haben zu geringe Windmassenverluste, um sich in eine Wolf-Rayet-Phase zu entwickeln. Dementsprechend können sie nur einen Bruchteil des während des zentralen Wasserstoffbrennens erzeugten ^{26}Al vor der Supernovaexplosion an das interstellare Medium abgeben. Die Primärkomponente eines Binärsystems hingegen entwickelt sich in einen Wolf-Rayet-Stern und wird das auf der Hauptreihe produzierte ^{26}Al teilweise an das interstellare Medium abgeben. Dies sind z.B. bei einem $20M_\odot$ Stern $(1-\beta)10^{-6}M_\odot$ (Braun & Langer 1995b). Dieses Material würde in einem Einzelstern bis zum Zeitpunkt der Supernovaexplosion teilweise zerfallen. Bei einem $20M_\odot$ Stern beträgt die Zeitdauer des zentralen Heliumbrennens, abhängig von den physikalischen Annahmen in den Sternmodellen, maximal 10^6a (siehe z.B. Tabelle 4.1, Meynet et al. 1994), d.h. eine Zeit, in der eine gegebene ^{26}Al Menge bis auf 1/e-tel zerfällt. Der Unterschied in der ^{26}Al Ausbeute zwischen einem Einzelstern und einer Primärkomponente kann also bei dem vor dem zentralen Heliumbrennen erzeugten ^{26}Al bis zu ca. einem Faktor 3 betragen.

Diese Erhöhung der ^{26}Al Ausbeute in einer Primärkomponente während der WR-Phase hat jedoch auf die insgesamt erzeugte ^{26}Al-Menge einen nur geringen Einfluß. Zum einen ist bei einer Anfangsmasse $< M_{\rm WR}$ die mit der Wolf-Rayet-Phase ausgestoßene ^{26}Al Menge sehr viel niedriger als die in der Supernovaexplosion abgegebene Menge. Für das $20M_\odot$-Modell von Weaver & Woosley (1993) sind dies $1.1 \cdot 10^{-5}M_\odot$, d.h. ca. 10 mal soviel wie in der WR-Phase eines $20M_\odot$ Sterns. Zum anderen reduziert der Einfluß des L_1-Massenverlustes auf die Wasserstoffschalenquelle die mit der Supernovaexplosion abgegebene ^{26}Al-Menge wieder um ca. 10% (s.o.). Zusammengefaßt erzeugt eine Primärkomponente mit $M_1 < M_{\rm WR}$ ungefähr gleich viel ^{26}Al wie ein Einzelstern gleicher Masse.

Faßt man die Ergebnisse aus der Betrachtung der drei Massenbereiche zusammen, ist die ^{26}Al-Produktion in Primärkomponenten gegenüber Einzelsternen gleicher Masse im Mittel nur leicht geringer. Eine Ausnahme bilden die Primärkomponenten des Massenbereichs $M_{\rm WR} < M_1 < M_{\rm HD}$, die vermutlich deutlich weniger ^{26}Al produzieren als Einzelsterne.

Fall A Systeme

Die vorhergehende Diskussion der ^{26}Al Produktion in der Primärkomponente eines Fall B Systeme profitiert maßgeblich von der Vereinfachung, daß nur die Anfangsmasse der Primärkomponente als freier Parameter eingeht. Weitere Systemparameter, z.B das Massenverhältnis, haben nur auf den von der Sekundärkomponente akkretierten Anteil des ^{26}Al und damit insgesamt einen geringen Einfluß.

In Fall A Systemen ist der anfängliche Bahnabstand ein weiterer zu berücksichtigender Parameter. Er bestimmt den Zeitpunkt, an dem der L_1-Massentransfer einsetzt. Dieser Zeitpunkt wiederum hat in Fall A Systemen einen starken Einfluß auf die ^{26}Al Produktion. Hier kann, da der L_1-Massenverlust bereits auf der Hauptreihe einsetzt, das ^{26}Al sehr viel früher freigesetzt werden als in Fall B Systemen oder Einzelsternen.

Um den zeitlichen Effekt der früheren Freisetzung zu illustrieren, zeigt Abbildung 7.2 den Faktor $f_{\Delta t} = \exp(\frac{\Delta t}{\tau_{26}})$ in Abhängigkeit der relativen Größe des Roche-Radius. Dabei bezeichnet $\tau_{26} = 1.03 \cdot 10^6$a die Zerfallszeit des ^{26}Al und Δt die Zeitspanne, um die ein Fall A Massentransfer früher einsetzt als ein Fall B Massentransfer. Ist $\tau_{\rm H}$ die Zeitdauer des zentralen Wasserstoffbrennens und $\tau_{\rm R} = R^{-1}(t)$ die Zeit, nach der ein Stern den Radius R erreicht[1], so ist $\Delta t = \tau_{\rm H} - \tau_{\rm R}$. Je kleiner der Roche-Radius, d.h. der Bahnabstand des Systems, desto früher erreicht der Stern seinen Roche-Radius und setzt der Massentransfer ein. Die untere Grenze für den Roche-Radius ergibt sich aus dem Sternradius auf der Nullalterhauptreihe. Oberlack et al. (1994) erhalten für einen $100M_\odot$ Stern einen Maximalwert von $f_{\Delta t} = 3$

Abbildung 7.2 kann jedoch nur als grober Anhaltspunkt verstanden werden und beschreibt nur die potentiellen Ausmaße des Zeiteffektes. Mehrere andere Effekte müssen zusätzlich berücksichtigt werden. Durch den schnellen Fall A Massentransfer wird ein kleinerer Teil der Wasserstoffhülle abgetragen als in Fall B Systemen (Pols 1994). In dem $20 + 18M_\odot$-System beispielsweise ist zum Ende des langsamen Fall A Massentransfers der Heliumgehalt an der Oberfläche nur auf 0.307 gestiegen (siehe Tabelle 6.2), d.h. es ist so gut wie kein mit ^{26}Al angereichertes Material

[1] $R^{-1}(t)$ bezeichnet die Umkehrfunktion von $R(t)$ und nicht den Kehrwert $R(t)^{-1}$.

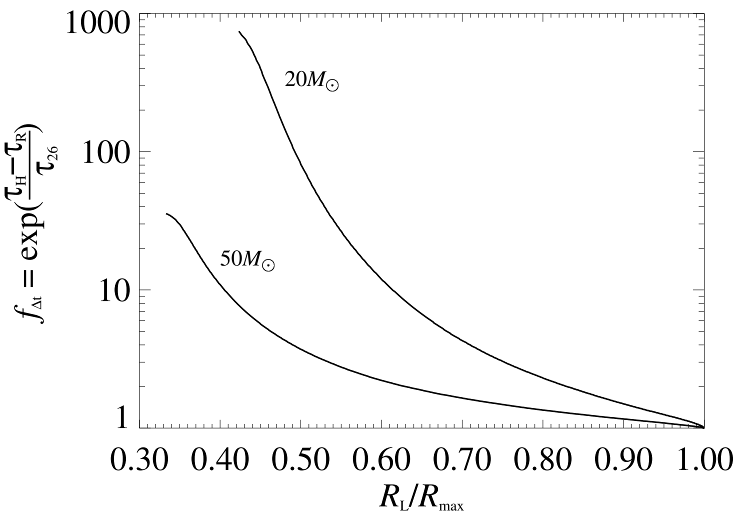

Abbildung 7.2: Der Faktor $f_{\Delta t}$ in Abhängigkeit des Roche-Radius R_L eines Fall A Systems. R_{max} ist der maximale Radius auf der Hauptreihe (siehe Text zur Erläuterung der anderen Symbole).

von der Primärkomponente verloren worden. Dieses geschieht erst mit dem Fall AB Massentransfer, d.h. der Zeiteffekt kommt nicht zum Tragen. Erst bei größeren Massen, wenn der Windmassenverlust hoch genug ist, um die Wasserstoffhülle bis zum Einsetzen des Fall AB Massentransfers deutlich zu reduzieren, bestenfalls den Fall AB ganz zu vermeiden, kann die ^{26}Al-Ausbeute in Fall A Systemen gegenüber Fall B Systemen oder Einzelsternen deutlich erhöht sein.

Mit der Annahme, daß bis zu 15% aller Binärsysteme einen Fall A Massentransfer durchlaufen (Podsiadlowski et al. 1992)[2], können die Primärkomponenten der Fall A Systeme einen bedeutenden Beitrag zur gesamten ^{26}Al-Produktion in massereichen Sternen leisten. Eine genauere quantitative Aussage muß, wie bei den Fall B Systemen, zukünftigen Parameterstudien vorbehalten bleiben.

7.2.3 Die Sekundärkomponente

In Kapitel 4 wurde gezeigt, daß die Akkretion auf die Sekundärkomponente eines Binärsystems eine starken Veränderung ihrer chemischen Struktur bewirkt. Die Auswirkungen auf die ^{26}Al-Produktion wird im folgenden für verjüngende und nichtverjüngende Sekundärkomponeten getrennt betrachtet[3]. Wie bei der Diskussion der Primärkomponenten ergeben sich unterschiedliche Auswirkungen des Massentransfers auf die während bzw. nach dem zentralen Wasserstoffbrennen erzeugte ^{26}Al Menge.

[2]Man beachte jedoch, daß Podsiadlowski et al. (1992) selbst auf die Unsicherheit dieser Zahl hinweisen und daß es sich dabei um eine obere Grenze handelt

[3]In der Parameterstudie zu Kapitel 4 waren die Reaktionen zur Erzeugung des ^{26}Al nicht im nuklearen Netzwerk berücksichtigt

Verjüngende Sekundärkomponenten

Einer der wichtigsten Aspekte der Verjüngung ist das Anwachsen des konvektiven Kerns. Damit wird neben Wasserstoff auch neues ^{25}Mg in den Kern gemischt, wo es in ^{26}Al umgewandelt wird. In den Sekundärkomponenten von Binärsystemen wird damit durch den Massentransfer und die Verjüngung grundsätzlich mehr ^{26}Al produziert als in einem Einzelstern gleicher Anfangsmasse.

Unter der Annahme, daß das ^{26}Al schnell im Verhältnis zur nuklearen Zeitskala eines Sterns erzeugt wird und daß die produzierte Menge proportional zur Größe des konvektiven Kerns ist (Prantzos & Diehl, 1996), kann die in einem Stern der Anfangsmasse M nach der Akkretion einer Masse ΔM neu erzeugte Menge ^{26}Al bestimmt werden durch:

$$\Delta M_{26}(M, \Delta M, Y_{\mathrm{akk}}) \sim M_{\mathrm{KK}}(M + \Delta M, Y_{\mathrm{verj}}) - M_{\mathrm{KK}}(M, Y_0) \tag{7.1}$$

Dabei bezeichnet $M_{\mathrm{KK}}(M, Y_{\mathrm{c}})$ die Größe des konvektiven Kerns in Abhängigkeit der Masse und des zentralen Heliumgehalts eines Sterns. Y_{verj} ist die zentrale Heliumhäufigkeit nach der Verjüngung. Der Term $M_{\mathrm{KK}}(M, Y_0)$ berücksichtigt den bis zum Zeitpunkt der Akkretion bereits verbrannten Anteil ^{25}Mg (Y_0: Anfangsheliumgehalt).

Mit den beiden Modellen eines $13M_\odot$ und $20M_\odot$ Sterns aus Kapitel 6 kann die Funktion $M_{\mathrm{KK}}(M, Y_{\mathrm{c}})$ für die Akkretion von $\Delta M = 7M_\odot$ auf eine Sekundärkomponente der Anfangsmasse $M = 13M_\odot$ bestimmt werden. Damit erhält man abhängig vom Akkretionszeitpunkt Y_{akk}

$$\Delta M_{26}(13M_\odot, 7M_\odot, 0.25 \ldots 1)/M_{26}(20M_\odot, Y_0) \approx 0.50 \ldots 0.25 \tag{7.2}$$

Das heißt, daß ein $13M_\odot$-Stern nach der Akkretion von $7M_\odot$ mit anschließender Verjüngung ein Viertel bis die Hälfte des in einem $20M_\odot$ Einzelstern *zu Beginn* der Hauptreihe produzierten ^{26}Al *neu* erzeugt.

Um die während der Hauptreihenentwicklung erzeugte und in der Wolf-Rayet-Phase oder Supernovaexplosion freigesetzte Menge ^{26}Al abzuschätzen ist der Zeitfaktor der späteren Entstehung des ^{26}Al im Fall der Sekundärkomponente zu berücksichtigen. Bezeichnet $\tau_{\mathrm{verj}} = Y_{\mathrm{verj}}^{-1}(t)$ das “nukleare” Alter der Sekundärkomponente nach der Verjüngung, so ist $f_{\Delta t} = \exp(\frac{\tau_{\mathrm{verj}}}{\tau_{26}})$. In Abbildung 7.3 ist der ^{26}Al Gehalt in der $13 + 7M_\odot$ Sekundärkomponente nach Gl. 7.1 im Verhältnis zu einem $20M_\odot$ Einzelstern unter Berücksichtigung von $f_{\Delta t}$ dargestellt. Da die Entwicklung der Sekundärkomponente nach der Verjüngung identisch zu der des Einzelsterns verläuft, bleibt dieses Verhältnis bis zur Supernovaexplosion konstant.

Gl. 7.1 und Abbildung 7.3 berücksichtigen nur den nach der Akkretion neu produzierten Anteil von ^{26}Al. Dieser Umstand muß insbesondere für kleine Y_{akk}, wenn das vor der Akkretion erzeugte ^{26}Al noch nicht zerfallen ist, berücksichtigt werden. Zum Beispiel wird bei einer Akkretion auf der Nullalterhauptreihe, wenn noch kein ^{26}Al erzeugt wurde, das Verhältnis 1 sein und nicht 0.45 wie in Abbildung 7.3. In diesem Fall erzeugt eine $13M_\odot$ Sekundärkomponenten nach der Akkretion genau so viel ^{26}Al wie ein $20M_\odot$ Einzelstern.

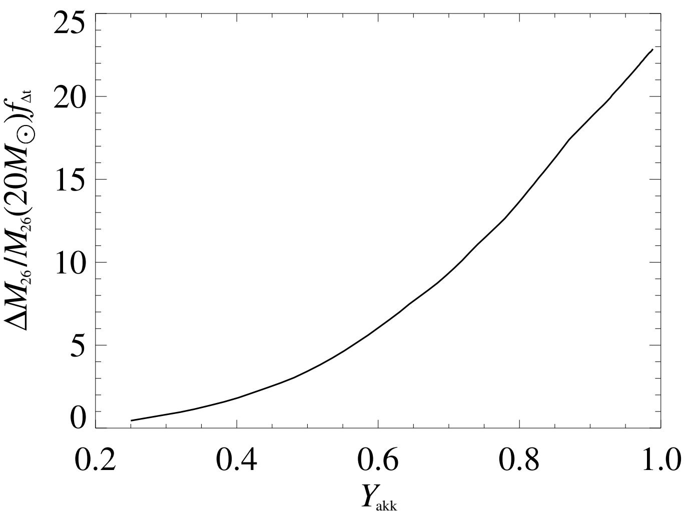

Abbildung 7.3: ^{26}Al Gehalt in einer $13M_\odot$ Sekundärkomponente nach der Akkretion von $7M_\odot$ mit anschließender Verjüngung. Der ^{26}Al Gehalt ist als Verhältnis zum Gehalt M_{26} eines $20M_\odot$ Einzelsterns und in Abhängigkeit von der zentralen Heliumhäufigkeit zum Zeitpunkt der Akkretion angegeben. Der Faktor $f_{\Delta t}$ berücksichtigt den β^+-Zerfall des ^{26}Al, das in einem Einzelstern früher erzeugt wird als in der Sekundärkomponente. Nicht berücksichtigt ist der Anteil ^{26}Al, der vor der Akkretion erzeugt wurde.

Abbildung 7.3 zeigt, daß die während des zentralen Wasserstoffbrennens erzeugte ^{26}Al Menge in Sekundärkomponenten erheblich höher ausfallen kann als in Einzelsternen gleicher Anfangsmasse. Eine Sekundärkomponente wird mindestens soviel ^{26}Al produzieren, wie ein Einzelstern, der die gleiche Masse hat wie die Sekundärkomponente nach der Akkretion. In den meisten Sekundärkomponenten wird jedoch bis zu einer Größenordung mehr ^{26}Al erzeugt, abhängig vom Akkretionszeitpunkt.

Der aus Abbildung 7.3 gewonnene Eindruck muß jedoch relativiert werden. In Sternen, die keine Wolf-Rayet-Phase durchlaufen, ist der Anteil des während des zentralen Wasserstoffbrennens erzeugten ^{26}Al relativ klein im Verhältnis zu der nach der Hauptreihenentwicklung entstehenden ^{26}Al Menge. Demnach ist die gesamte Menge ^{26}Al, die mit der Supernovaexplosion abgegeben wird, weniger erhöht als es Abbildung 7.3 andeutet. Bei massereicheren Sternen, die den Großteil ^{26}Al in der Wolf-Rayet-Phase abgegeben, fällt aufgrund der kürzer werdenden Zeitdauer des zentralen Wasserstoffbrennens der Zeitfaktor $f_{\Delta t}$ kleiner aus (vgl. Abbildung 7.2). Dennoch wird immer $f_{\Delta t} > 1$ sein.

Die Menge ^{26}Al, die in einer Sekundärkomponente nach dem Ende des zentralen Wasserstoffbrennens erzeugt und mit der Supernovaexplosion ausgestoßen wird, ist einfacher zu bestimmen. In einer verjüngenden Sekundärkomponente verläuft die Entwicklung nach der Akkretion identisch zu der eines Einzelsterns. Eine Sekundärkomponente der Anfangsmasse M, die eine Masse ΔM akkretiert, entwickelt sich dementsprechend in eine Supernova identisch der eines Einzelsterns der Masse

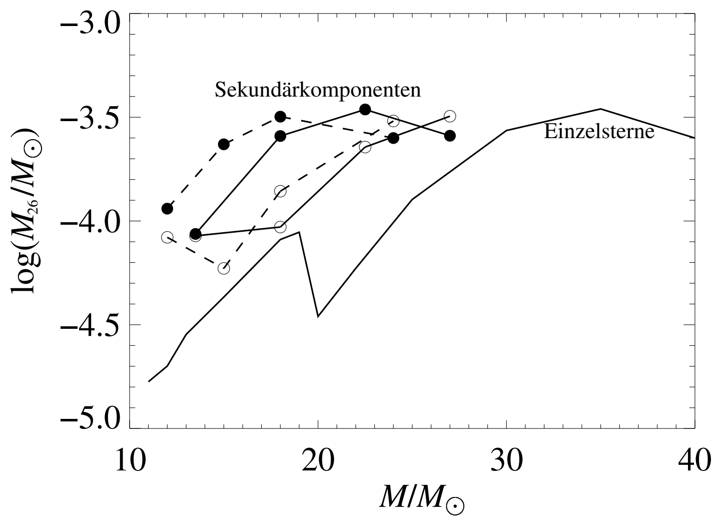

Abbildung 7.4: Vergleich der nach Ende der Hauptreihenentwicklung erzeugten und mit der Supernovaexplosion abgegebenen ^{26}Al Menge in Abhängigkeit der *Anfangsmasse* von Einzelsternen und Sekundärkomponenten in Doppelsternen. Der Parameter β des L_1-Massentransfers und das Massenverhältnis q sind folgendermaßen gekennzeichnet: Ausgefüllte Kreise $\beta = 1.0$, leere Kreise $\beta = 0.5$, durchgezogenen Linien $q = 0.9$, gestrichelt $q = 0.6$. Der Anteil des während des zentralen Wasserstoffbrennens erzeugten ^{26}Al ist nicht berücksichtigt (siehe Abbildung 7.3). Die Werte für Einzelsterne sind aus Timmes et al. (1995).

$M + \Delta M$ und gibt daher eine ^{26}Al Menge unterschiedlich der eines Einzelsterns der Masse M ab.

In Abbildung 7.4 ist dieser Effekt dargestellt. Die Abbildung zeigt die in Einzelsternen mit der Supernovaexplosion abgegebene Menge ^{26}Al von Timmes et al. (1995) im Vergleich zu verjüngenden Sekundärkomponenten. Dazu wurden die in Abschnitt 8.1.2 dargestellten Daten von De Loore und Vanbeveren (1994) für die Massenverhältnisse $q = 0.6$ und $q = 0.9$ verwendet. Weiterhin wurden zwei unterschiedliche Parameter $\beta = 0.5$ und $\beta = 1.0$ des L_1-Massentransfers betrachtet. Die Abbildung zeigt, daß verjüngende Sekundärkomponenten nach Ende der Hauptreihenentwicklung bis zu einem Faktor 3 mehr ^{26}Al produzieren als Einzelsterne.

Nichtverjüngende Sekundärkomponenten

Bei nichtverjüngenden Sekundärkomponenten wird die Diskussion der ^{26}Al-Produktion durch die Tatsache erschwert, daß die Struktur eines Sekundärsterns nach der Akkretion nicht mehr auf die von Einzelsternen zurückgeführt werden kann. Dadurch lassen sich nur schwer allgemein gültige Aussagen treffen. Es werden daher im folgenden die verschiedenen Effekte der Entwicklung eines Sekundärsterns auf die ^{26}Al Entstehung anhand der Beispiele der $12M_\odot$ und $18M_\odot$ Modelle aus Kapitel 6 dargestellt.

In Abbildung 7.5 ist die zeitliche Entwicklung der ^{26}Al Gesamtmasse in der $18M_\odot$

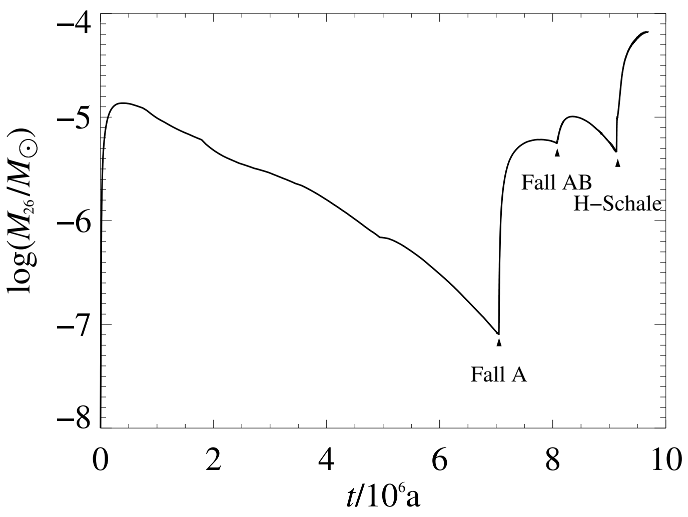

Abbildung 7.5: Zeitliche Entwicklung der ^{26}Al Gesamtmasse in einer nichtverjüngenden $18M_{\odot}$ Sekundärkomponente. Die Zeitpunkte des Einsetzens des Fall A und Fall AB Massentransfers sowie der Beginn des Zündens der Wasserstoffschalenquelle sind gekennzeichnet.

Sekundärkomponente dargestellt. Zu Beginn des zentralen Wasserstoffbrennens wird ^{25}Mg in ^{26}Al transformiert. Nachdem alles ^{26}Mg im konvektiven Kern verbrannt wurde, beginnt die ^{26}Al Menge durch den β^{+}-Zerfall wieder zu sinken. Mit Beginn des Fall A Massentransfers beginnt der ^{26}Al Gehalt erneut zu steigen, da das geringe Anwachsen des konvektiven Kerns neues ^{25}Mg in den konvektiven Kern mischt (siehe Abbildung 6.12). Dabei werden ca. $6 \cdot 10^{-6} M_{\odot}$ ^{26}Al neu erzeugt. Nachdem das neu in den konvektiven Kern gemischte ^{25}Mg verbraucht wurde, fällt der ^{26}Al Gehalt wieder. Mit dem Beginn des Fall AB Massentransfers steigt er erneut um ca. $4 \cdot 10^{-6} M_{\odot}$ an. Die von der Primärkomponente akkretierte Menge ^{26}Al kann in diesem Zusammenhang vernachlässigt werden. Die Gesamtmasse des ^{26}Al in der Primärkomponente zum Zeitpunkt des Fall A Massentransfers beträgt $M_{26} = 4 \cdot 10^{-8} M_{\odot}$.

Nach dem Ende des zentralen Wasserstoffbrennens beginnt die Gesamtmenge des ^{26}Al sehr stark anzusteigen wenn die ^{26}Al-Erzeugung in der Wasserstoffschalenquelle einsetzt. Dabei werden ca. $6.2 \cdot 10^{-5} M_{\odot}$ ^{26}Al erzeugt. In Tabelle 7.2 wird dieser Wert mit den Ergebnissen von Weaver & Woosley (1993) und Langer et al. (1995) verglichen. Die Werte in der Tabelle zeigen, daß das nichtverjüngende $18M_{\odot}$ Sekundärsternmodell erheblich mehr ^{26}Al in der Wasserstoffschalenquelle produziert, als vergleichbare Einzelsterne. Dies wird besonders deutlich, wenn man die unterschiedliche Metallizität der Modelle berücksichtigt. In dem $18M_{\odot}$ Modell niedrigerer Metallizität ist das Ausgangsisotop ^{25}Mg um einen Faktor 0.25 weniger vorhanden als in den Modellen mit solarem Metallgehalt. Der erstaunlich hohe Wert der ^{26}Al Produktion des Sekundärsternmodells ist auf eine Besonderheit in nichtverjüngenden Sternen zurückzuführen. Eine ihrer charakteristischen Eigenschaften ist, daß sich oberhalb der Wasserstoffschalenquelle eine ausgedehnte Konvektionszone aus-

Tabelle 7.2: Gesamtmasse des ^{26}Al in Supernovavorläufermodellen von Weaver & Woosley (1993), Langer et al. (1995) und dem $18M_\odot$ Modell dieser Arbeit. Ein + in der Spalte "Semik." zeigt an, daß das Modell mit effektivem semikonvektiven Mischen gerechnet wurde ("nominal semiconvection" bzw. $\alpha_{\rm sk} = \infty$). Ein $-$ bedeutet ineffizientes semikonvektives Mischen ("restricted semiconvection" bzw. $\alpha_{\rm sk} \approx 0.01$). Die Modelle von Weaver & Woosley (1993) enthalten den Beitrag der Neonschalenquelle zur gesamten ^{26}Al Menge, die anderen Modelle nicht.

	$M/M_\odot$	$Z/Z_\odot$	Semik.	$M_{26}/M_\odot$
Weaver & Woosley	30	1	+	$2.5 \cdot 10^{-4}$
Weaver & Woosley	30	1	$-$	$7.8 \cdot 10^{-5}$
Langer et al.	30	1	+	$3.1 \cdot 10^{-5}$
Langer et al.	30	1	$-$	$1.3 \cdot 10^{-5}$
Diese Arbeit	18+14	0.25	$-$	$6.6 \cdot 10^{-5}$
Weaver & Woosley	20	1	$-$	$1.1 \cdot 10^{-5}$

bildet (Abbildung 4.1, 4.8, 6.12 und 6.5). Damit steht der Wasserstoffschalenquelle ein erheblich größeres Reservoir an ^{25}Mg zu Verfügung als in Einzelsternen, die im allgemeinen keine Konvektionszone oberhalb der Wasserstoffschalenquelle aufweisen. In dem $18M_\odot$ Modell hat die Konvektionszone eine Ausdehnung von $11 \ldots 12M_\odot$.

Vergleicht man schließlich die ^{26}Al Produktion des $18M_\odot$ Sekundärsternmodells mit der des $20M_\odot$ Modells von Weaver & Woosley (1993) und berücksichtigt den Faktor 4 für die Metallizität sowie den Beitrag der Neonschalenquelle, so stößt die Supernovaexplosion des nichtverjüngenden Sekundärsternmodells ca. 25 mal soviel ^{26}Al aus wie ein Einzelstern gleicher Masse.

Kapitel 8

Diskussion

8.1 Vergleich mit anderen Doppelsternrechnungen

In diesem Abschnitt werden die für die vorliegende Arbeit durchgeführten Doppelsternrechnungen mit denen von de Loore & Vanbeveren (1994) und Pols (1994) verglichen. Diese Arbeiten bieten sich besonders für einen Vergleich an, da es sich um Rechnungen über einen breiten Parameterbereich handelt, in denen jeweils unterschiedliche Annahmen über die in Sternen wirkenden Mischprozesse gemacht wurden. Pols (1994) verwendete das Schwarzschildkriterium für Konvektion, ebenso wie de Loore & Vanbeveren (1994), die noch zusätzlich konvektives Überschießen für konvektive Kerne von 0.25 Druckskalenhöhen annahmen.

Zusätzlich zu den in Kapitel 6 vorgestellten Modellrechnungen werden hier einige weitere Binärmodelle besprochen. Diese haben jedoch mehr den Charakter von Testrechnungen zur Untersuchung einzelner Aspekte der Entwicklung von Binärsystemen. Sie dienen der Unterstützung oder Erweiterung der Ergebnisse aus Kapitel 6 und sollen daher nur kurz dargestellt werden. Es wurden drei $16 + 13 M_{\odot}$ Systeme und ein $20 + 18 M_{\odot}$ System mit einem frühen Fall B Massentransfer berechnet. In den $16 + 13 M_{\odot}$ Systemen wurden verschiedene Semikonvektionsparameter von $\alpha_{\mathrm{sk}} = 0.01, 1$ und ∞ (= Schwarzschildkriterium) verwendet. Alle Rechnungen wurden nur bis zum Ende des Fall B Massentransfers durchgeführt.

8.1.1 Maximale Massentransferraten

In Abbildung 8.1 sind die maximalen Massentransferraten während eines Fall B Massentransfers als Funktion der Primärsternmasse aufgetragen. Die Rechnungen dieser Arbeit wurden mit dem Ledouxkriterium für Konvektion und einem Semikonvektionsparameter von $\alpha_{\mathrm{sk}} = 0.01$ durchgeführt. Ausnahmen bilden die durch dünne Kreise gekennzeichneten Rechnungen, in denen einmal ein sehr großer Wert von $\alpha_{\mathrm{sk}} = 1$ und einmal das Schwarzschild-Kriterium für Konvektion angewendet wurde.

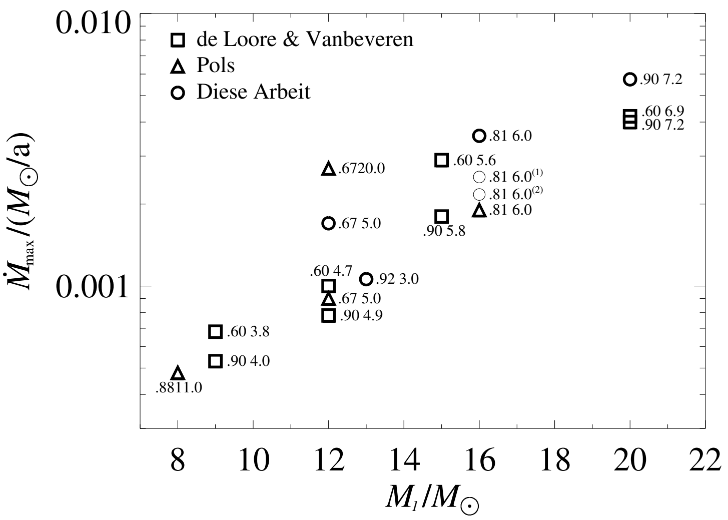

Abbildung 8.1: Maximale Massentransferrate in frühen Fall B Systemen als Funktion der Primärsternmasse. Verglichen werden die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit mit denen von de Loore & Vanbeveren (1992) und Pols (1994). Die Zahlen an den Symbolen bezeichnen das Massenverhältnis (links) und die Bahnperiode in Tagen zu Beginn der Entwicklung (rechts). Die dünn gezeichneten Kreissymbole kennzeichnen Rechnungen für diese Arbeit mit 1) $\alpha_{\rm sk} = 1$ und 2) Schwarzschildkriterium für Konvektion (Siehe Text).

Zunächst fällt auf, daß sich die maximalen Massentransferraten bei einer festen Primärsternmasse um mehr als einen Faktor 3 unterscheiden können, d.h. daß die Näherung $\dot{M}_{\rm max} = M_1/\tau_{\rm KH,1}$ (Paczyński 1971b) nur eine Abschätzung der Größenordnung der maximalen Massentransferrate ist. Sie stellt im Vergleich zu den tatsächlichen Werten eine unteren Grenze dar. Als Ursache für die Streuung der Werte kommen mehrere Effekte in Frage. Bei den Rechnungen von de Loore & Vanbeveren (1992) sind die Bahnperioden so gewählt, daß die Roche-Radien der Primärkomponenten in Systemen mit unterschiedlichem Massenverhältnis q gleich sind. Die Abhängigkeit des Masse-Radius-Exponenten des Roche-Radius $\zeta_{\rm L}$ vom Massenverhältnis (siehe Abbildung 1.1) ergibt dann für ein kleineres Massenverhältnis größere Massentransferraten. Die beiden Rechnungen von Pols (1994) für die Masse $M_1 = 12 M_{\odot}$ zeigen den Einfluß der Bahnperiode, bzw. des Roche-Radius der Primärkomponente. Die Primärkomponente mit einem um den Faktor 2.5 größeren Roche-Radius hat eine 3-mal größere maximale Massentransferrate. Dieses Verhalten kann mit Hilfe des adiabatischen Masse-Radius-Exponenten $\zeta_{\rm ad}$ des Primärsterns verstanden werden. $\zeta_{\rm ad}$ wird kleiner je ausgedehnter die Hülle ist und schließlich negativ (vgl. Abschnitt 1.2.1).

Die starke Abhängigkeit der maximalen Massentransferrate vom anfänglichen Bahnabstand hat für die Entwicklung von Binärsystemen eine wichtige Konsequenz, wie folgendes Beispiel zeigt. Die thermische Zeitskala des Sekundärsterns im $13 + 12 M_{\odot}$-System beträgt zu Beginn des Massentransfers ca. 37000a. Die minimale Massenakkretionszeitskala $M_2/\dot{M}$ dagegen ist mit ca. 14000a deutlich kleiner. Vergleicht man dies mit Abbildung 1.2, so stellt man fest, daß die Sekundärkomponente sich bei einer nur geringfügig höheren Massentransferrate sehr viel stärker ausdehnen würde und es zu einem Kontakt zwischen den Komponenten käme. Dies zeigt auch das Modell (M_1=12$M_\odot$, q=0.67,P_K=20d) von Pols (1994), in dem ein Kontakt der Komponenten auftritt, im Gegensatz zu seinem $(12M_\odot, 0.67, 5\mathrm{d})$-Modell (vgl. Abbildung 8.1). Der Roche-Radius der Primärkomponente des $13+12M_\odot$-Systems ist mit $10R_\odot$ nur wenig größer als ihr maximaler Radius auf der Hauptreihe ($R = 7.3R_\odot$). Im Vergleich zu der nach der Hauptreihenentwicklung folgenden sehr viel stärkeren Ausdehnung handelt es sich also um ein sehr frühes Fall B System. Die Konsequenz aus diesen Betrachtungen ist, daß im betrachteten Massenbereich nur sehr frühe Fall B Systeme eine Kontaktphase vermeiden können.

Die maximale Massentransferrate wird zusätzlich durch Mischprozesse im Sterninneren beeinflußt, wie folgende Beispiele zeigen. Ein wichtiger Unterschied der Rechnungen der vorliegenden Arbeit zu denen von de Loore & Vanbeveren (1992) und Pols (1994) zeigt sich beim Vergleich der Systeme mit identischen Parametern $(M_1, q, P_\mathrm{K}) = (12M_\odot, 0.67, 5.0\mathrm{d})$, $(16M_\odot, 0.81, 6.0\mathrm{d})$ und $(20M_\odot, 0.90, 7.2\mathrm{d})$. Die maximalen Massentransferraten in den Rechnungen der vorliegenden Arbeit sind systematisch höher. Ursache dafür ist die unterschiedliche Sternstruktur aufgrund der unterschiedlichen Behandlung der Mischprozesse. Dies zeigt sich bei den Systemen mit $M_1 = 16M_\odot$, in denen der Semikonvektionsparameter von $\alpha_\mathrm{sk} = 0.01$ über $\alpha_\mathrm{sk} = 1$ bis $\alpha_\mathrm{sk} = \infty$ (d.h. Schwarzschild-Kriterium für Konvektion) variiert wurde. Der Einfluß der Mischprozesse auf die Massentransferrate läßt sich anschaulich verstehen, wenn man die Entwicklung von Einzelsternen betrachtet. Bei Modellrechnungen mit dem Schwarzschildkriterium entwickeln sich massereiche Sterne nach der Hauptreihe zu blauen Überriesen, während mit dem Ledouxkriterium berechnete Modelle sich zur Hayashy-Linie entwickeln (Chiosi & Summa 1970, Stothers & Chin 1975, 1976). Sterne, die mit dem Ledouxkriterium berechnet wurden, dehnen sich also nach Ende des zentralen Wasserstoffbrennens sehr viel schneller aus. Daraus resultiert eine höhere Massentransferrate als bei Modellen, die mit dem Schwarzschildkriterium berechnet wurden.

Diese Abhängigkeit der Massentransferraten von der Behandlung der Mischprozesse kann erhebliche Auswirkungen auf die Entwicklung eines Binärsystems haben, was folgendes Beispiel verdeutlicht. Bei Pols (1994) tritt in dem System mit $M_1 = 16M_\odot$ mit $\dot{M}_\mathrm{max} = 1.9\cdot10^{-3}M_\odot/\mathrm{a}$ keine Kontaktphase auf. Die Sekundärkomponente bei dem in der vorliegenden Arbeit berechneten System (mit identischen Anfangsparametern) füllt bei einer Massentransferrate von $\dot{M} = 2.6\cdot10^{-3}M_\odot/\mathrm{a}$ ihr Roche-Volumen. Setzt man die Rechnung fort, ohne den Kontakt der beiden Komponenten zu berücksichtigen, dehnt sich die Sekundärkomponente bei einer maximalen Massentransferrate von $\dot{M}_\mathrm{max} = 3.6\cdot10^{-3}M_\odot/\mathrm{a}$ bis auf das 5-fache ihres Roche-Radius aus. Es ist also wahrscheinlich, daß dieses System sich nach dem Kontakt in eine Common-Envelope-Phase entwickelt.

Diese Betrachtungen zeigen, daß die Berechnung massereicher Doppelsterne mit einem Parameter $\beta = 0.5$ für alle Phasen des Massentransfers und unabhängig von

Tabelle 8.1: Vergleich der von den Primärsternen in massereichen Binärsystemen verlorenen Masse $\Delta M_1/M_\odot$ nach dem Ende eines Fall B Massentransfers in Abhängigkeit der Primärsternmasse M_1 (dL&V: de Loore & Vanbeveren).

	$M_1/M_\odot$								
	8	12	13	15	16	20	25	30	40
diese Arbeit		9.4	9.7			13.9			
Pols (1994)	6.7	9.5			12.3				
dL&V (1994)		8.7		10.3		12.6	14.1	15.2	17.4

den Systemparametern, wie bei de Loore und Vanbeveren (1994), wenig sinnvoll ist, auch wenn sich ein solcher Wert *im Mittel* aller Binärsysteme ergibt (Meurs & van den Heuvel 1989). Enge Systeme, in denen keine Kontaktphase auftritt, entwickeln sich vermutlich konservativ, d.h. mit $\beta = 1$, während weite Systeme in eine Kontakt-Phase eintreten und vermutlich ein Teil der Materie aus dem System verloren geht ($\beta < 1$). Es ist ungeklärt, wie in weiten Fall B Systemen zu verfahren ist, wenn es trotz der mit $\beta = 0.5$ halbierten Akkretionsrate zu einem Kontakt der Komponenten kommt. Es ist daher notwendig, jedes Binärsystem individuell auf die Entwicklung einer Kontaktphase hin zu untersuchen. Dies kann, wenn nur statistische Aussagen gewünscht sind, z.B. in Monte-Carlo-Simulationen mit Hilfe von analytischen Abschätzungen geschehen (siehe z.B. Pols & Marinus 1994).

Während des zentralen Wasserstoffbrennens hängt das Wasserstoffprofil und damit die Entwicklung des Sterns nur wenig von der Effizienz des semikonvektiven Mischens ab (Langer et al. 1985). Daher ist zu erwarten, daß in den Fall A Systemen die maximalen Massentransferraten nur geringfügig von der Behandlung der Semikonvektion bzw. dem benutztem Konvektionskriterium abhängt.

8.1.2 Die vom Primärstern verlorene Masse

In Tabelle 8.1 ist die von der Primärkomponente verlorenen Masse nach dem Ende des Fall B Massentransfers für die Rechnungen dieser Arbeit, von de Loore & Vanbeveren (1994) und von Pols (1994) zusammengestellt. Diese Werte sind nur geringfügig vom Massenverhältnis q, der Anfangsperiode P_{K} oder dem Parameter β abhängig. An einigen Stellen wurden daher Mittelwerte verschiedener Rechnungen derselben Arbeiten bei gleicher Primärsternmasse eingesetzt. Ein Unterschied ergibt sich jedoch in Abhängigkeit vom konvektiven Überschießen. Bei de Loore & Vanbeveren (1994) ist ΔM systematisch niedriger, da die wasserstoffreiche Hülle der Sterne durch Überschießen im konvektive Kern verkleinert ist.

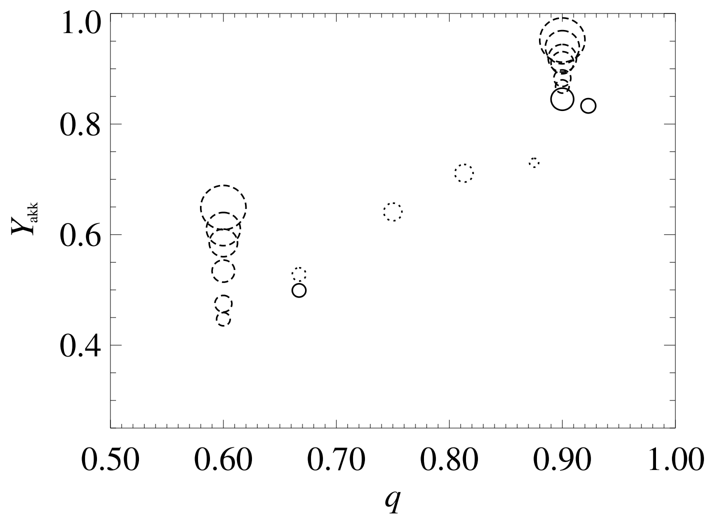

Abbildung 8.2: Zentraler Heliumgehalt $Y_{\rm akk}$ des Sekundärsterns zum Zeitpunkt des Einsetzens des Massentransfers in Abhängigkeit vom Massenverhältnis q und der Primärsternmasse. Die Masse des Primärsterns liegt im Bereich $8 \ldots 40 M_\odot$ und ist durch die Größe der Symbole gekennzeichnet. Die Linienarten bedeuten: durchgezogen: vorliegende Arbeit, gestrichelt: de Loore & Vanbeveren (1994), gepunktet: Pols (1994)

8.2 Relevanz der Nichtverjüngung in realistischen Binärsystemen

Mit den Ergebnissen des vorherigen Abschnitts können nun die Ergebnisse über masseakkretierende Hauptreihensterne aus Kapitel 4 auf realistische Binärsysteme angewandt werden. Damit läßt sich erkennen, bei welchen Anfangsparametern eines massereichen Binärsystems die Sekundärkomponente eine Verjüngung durchführt und bei welchen dies nicht geschieht.

Die zentrale Heliumhäufigkeit $Y_{\rm akk}$ der Sekundärkomponente zum Zeitpunkt der Akkretion ist in Kapitel 4 als ein wichtiger Parameter für die Entwicklung der Sekundärkomponente erkannt worden. Da die Expansion des Primärsterns in Fall B Systemen auf einer thermischen Zeitskala verläuft, hängt der Parameter $Y_{\rm akk}$ für eine gegebene Sekundärsternmasse nur vom Massenverhältnis $q = M_2/M_1$ ab und z.B. nicht von der Anfangsperiode des Systems.

In Abbildung 8.2 sind die Werte des Parameters $Y_{\rm akk}$ für die Rechnungen dieser Arbeit und denen von de Loore & Vanbeveren (1994) und Pols (1994) zusammengestellt. Trotz der unterschiedlichen Behandlung der Mischprozesse sind die Ergebnisse in den drei Arbeiten konsistent. Insbesondere hat die Tatsache, daß die Modelle von De Loore und Vanbeveren (1994) mit konvektivem Überschießen berechnet wurden, einen nur geringen Einfluß auf die Werte von $Y_{\rm akk}$. Obwohl die Dauer des zentralen Wasserstoffbrennens, z.B. in dem $20 M_\odot$-Modell, bei de Loore und Vanbeveren (1994) um einen Faktor 1.5 größer ist als in der Rechnung der vorliegenden Arbeit, wird

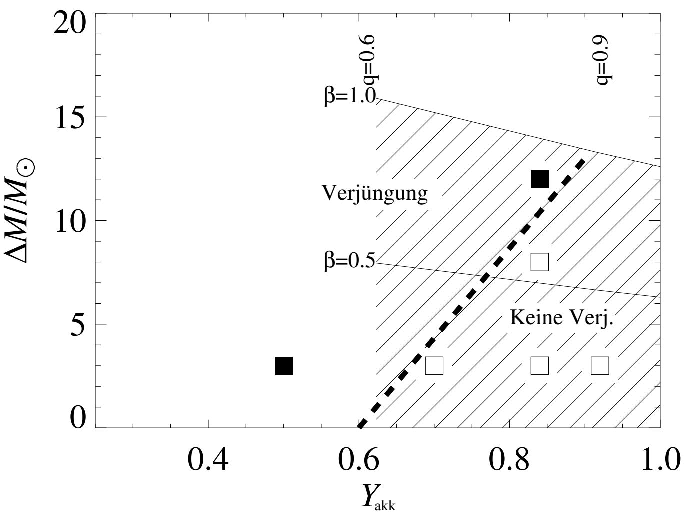

Abbildung 8.3: Vergleich realistischer Binärsternmodelle mit den Akkretionsmodellen der Anfangsmasse $20M_\odot$ aus Kapitel 4. ΔM und $Y_{\rm akk}$ bezeichnen die akkretierte Masse und den zentralen Heliumgehalt zum Zeitpunkt der Akkretion. Der schraffierte Bereich kennzeichnet den erlaubten Bereich nach den Ergebnissen von de Loore & Vanbeveren (1994). Aus Tabelle 8.1 erkennt man, daß ohne konvektives Überschießen die obere Grenze dieses Bereichs bei etwas höherer Masse ΔM verlaufen würde. Für einen bestimmten Wert von $Y_{\rm akk}$ kann ΔM variieren, da eventuell nur ein Bruchteil $\beta = \Delta M/\Delta M_1$ der Masse, die der Primärstern verliert, vom Sekundärstern akkretiert wird. Die Quadrate zeigen die Positionen der Sternmodelle mit $\alpha_{\rm sk} = 0.04$ aus Tabelle 4.1 (Sequenzen Nr. 8-13; gefüllte Quadrate: verjüngende Modelle, nicht gefüllte Quadrate: nichtverjüngende Modelle) Die dicke gestrichelte Linie kennzeichnet die ungefähre Lage der Grenze zwischen verjüngenden und nichtverjüngenden Modellen.

das *Verhältnis* der Brenndauern zweier Sternmodelle nur wenig durch konvektives Überschießen beeinflußt.

Als ein weiterer wichtiger Parameter wurde in Kapitel 4 die akkretierte Masse ΔM identifiziert. In Abbildung 8.3 ist der erlaubte $\Delta M - Y_{\rm akk}$ Parameterbereich für einen $20M_\odot$ Sekundärstern dargestellt. Dieser Bereich ergibt sich aus den in Abbildung 8.2 und in Tabelle 8.1 aufgeführten Werten. Die obere Grenze des Bereiches erhält man für einen konservativen Massentransfer mit $\beta = 1$, d.h. $\Delta M = \Delta M_1$. Weiterhin sind die Positionen der akkretierenden $20M_\odot$-Modelle der Parameterstudie mit $\alpha_{\rm sk} = 0.04$ eingetragen. Mit diesen Ergebnissen kann der Parameterbereich in zwei Bereiche eingeteilt werden. Einer, in dem Verjüngung der Sternmodelle auftritt, und einer, in dem diese ausbleibt. Die ungefähre Lage der Grenze zwischen diesen Bereichen ist durch die dicke gestrichelte Linie dargestellt. Modelle rechts unterhalb dieser Linie führen keine Verjüngung durch.

In diesem Parameterbereich können realistische Binärmodelle mit Hilfe der Funktion $\beta = \beta(Y_{\rm akk}, P_{\rm K})$ eingeordnet werden. Für sehr enge Systeme mit einem Massenverhältnis von $q \approx 1$, d.h. $Y_{\rm akk} \approx 1$ wird der Massentransfer vermutlich konservativ verlaufen, d.h. $\beta \approx 1$. Sehr weite Systeme oder solche mit einem kleinen

Massenverhältnis werden eher eine Common-Envelope-Phase erfahren und die Sekundärkomponte wird nur wenig bis gar keine Masse akkretieren, d.h. $\beta \approx 0$. Meurs & van den Heuvel (1989) bestimmen einen *mittleren* Wert von $\beta = 0.5$ für alle Binärsysteme. Abbildung 8.3 deutet an, daß mit $\alpha_{\rm sk} = 0.04$, abhängig von der Funktion $\beta(Y_{\rm akk}, P_{\rm K})$, ein bedeutender Anteil massereicher akkretierender Sterne keine Verjüngung erfährt.

Die Fläche des Bereiches nichtverjüngender Modelle relativ zu dem verjüngender Modelle wird sich bei einer kleineren Anfangsmasse des Sekundärsterns nur geringfügig ändern. Modelle mit einer kleineren Anfangsmasse erfahren eine Verjüngung bei kleineren akkretierten Massen ΔM, d.h. im $\Delta M - Y_{\rm akk}$-Bereich verschiebt sich die gestrichelte Linie nach unten. Für ein gegebenes Massenverhältnis ist jedoch die akkretierte Masse kleiner, d.h. die obere Grenze des schraffierten Bereiches verschiebt sich ebenfalls nach unten.

Der Anteil verjüngender Sterne wird durch ein kleineres $\alpha_{\rm sk}$ stark reduziert. Keines der berechneten Modelle mit $\alpha_{\rm sk} < 0.04$ führt eine Verjüngung durch, auch nicht für sehr große ΔM und kleine $Y_{\rm akk}$. Eine Verkleinerung von $\alpha_{\rm sk}$ verschiebt die Grenze zwischen verjüngenden und nichtverjüngenden Modellen nach oben, weil größere Massen früher akkretiert werden können, ohne daß eine Verjüngung eintritt. Dadurch wird die Fläche der nichtverjüngenden Modelle deutlich erhöht.

Zusammenfassend ergibt sich die Möglichkeit, daß ein signifikanter Anteil von realistischen Sekundärkomponenten keine Verjüngung erfährt. Allerdings hängt diese Aussage noch von der Verteilung der Anfangsmassenverhältnisse und der Anfangsperioden ab, mit denen die Punkte im $\Delta M - Y_{\rm akk}$-Diagramm gewichtet werden müssen. Bei den obigen Vergleichen der Flächen der Verjüngungsregionen war ein flacher Verlauf dieser Verteilung vorausgesetzt worden. Da deren Beobachtungen starken Selektionseffekten unterworfen sind, konnte ihr Verlauf bisher nicht eindeutig bestimmt werden (Popova et al. 1982, Abt 1983, Griffin 1985, Duquennoy & Mayor 1991, Trimble 1990 und Referenzen darin, Tout 1991).

8.3 Der Fall BB Massentransfer und Typ Ib/c Supernova

Heliumsterne mit einer Masse von $M_{\rm He} \lesssim 2.8 M_\odot$ entwickeln sich, wie der Primärstern des $13 + 12 M_\odot$ Systems, nach dem Ende des zentralen Kohlenstoffbrennens zu roten Riesen (Savonije und Takens 1976, Habets 1986b, Woosley et al. 1995). Dadurch kann es in Binärsystemen zu einem weiteren, dem Fall BB Massentransfer kommen.

Im Gegensatz zu den Fall B Systemen existieren in der Literatur nur wenige Modellrechnungen des Fall BB Massentransfers, wie er in dem $13 + 12 M_\odot$ System (Abschnitt 6.1)auftritt (Delagdo & Thomas 1981, Habets 1986a). Habets (1986a, im folgenden H86a) berechnete ein Binärsystem mit einem $2.5 M_\odot$ Heliumstern und einem $17 M_\odot$ Hauptreihenstern als Begleiter. Der Heliumstern entwickelte sich nach dem Ende des zentralen Kohlenstoffbrennens zu einem roten Riesen. Dadurch setzte ein Fall BB Massentransfer ein. Der Bahnabstand des Systems zu Beginn des

Fall BB Massentransfers betrug dabei $84.2R_\odot$, woraus ein Roche-Radius des Heliumsterns von $18R_\odot$ resultiert. Diese Konfiguration kann gut mit dem Fall BB Massentransfer des $13+12M_\odot$ System aus Abschnitt 6.1 verglichen werden. Dessen Primärststern entwickelte einen Heliumkern von $2.67M_\odot$ bei einer Gesamtmasse von $2.84M_\odot$, der Sekundärstern eine Masse von $21.83M_\odot$. Der Bahnabstand des Systems beträgt $147R_\odot$, woraus sich ein Roche-Radius des Primärsterns von $32R_\odot$ ergibt.

Qualitativ verläuft der Massentransfer in beiden Systemen ähnlich. In beiden Modellen weist die Massentransferrate mehrere Minima auf (Abbildung 6.2), deren Auftreten mit den Phasen effektiven Brennens der Kohlenstoffschalenquelle verknüpft ist (Siehe Abschnitt 6.1.2). Quantitativ hingegen unterscheiden sich das Modell von H86a und das $13+12M_\odot$ Modell erheblich. In Abbildung 6.2 sieht man, daß die Massentransferrate des $13+12M_\odot$ Modells in den Minima um ca. einen Faktor 3-4 sinkt. Die maximale Massentransferrate beträgt $6\cdot10^{-4}M_\odot/\mathrm{a}$. Bei H86a dagegen sank in den Minima die Massentransferrate auf 0, d.h. der Stern unterfüllte sein Roche-Volumen. Die maximale Massentransferrate betrug $2.4\cdot10^{-4}M_\odot/\mathrm{a}$. Als Folge des unterschiedlichen Verlaufs des Massentransfers ist die verbleibende Masse der Heliumhülle bei H86 viel größer. Der Heliumstern verliert während des Massentransfers insgesamt ca. $0.3M_\odot$ und behält eine Heliumhülle von $0.6M_\odot$. Demgegenüber verliert der Primärstern des $13+12M_\odot$ Systems insgesamt ca. $1.4M_\odot$. Die verbleibende Heliumhülle hat eine Masse von $\lesssim 0.1M_\odot$.

Der Unterschied in der Rechnung von H86a zu dem $13+12M_\odot$ Modell kann verstanden werden, wenn man die Entwicklung von Heliumeinzelsternen betrachtet. Die von Habets (1986b) berechneten Heliumsterne führten als Einzelsterne eine Schleife im Hertzsprung-Russell-Diagramm aus. Nachdem ein Stern sich zur Hayashilinie entwickelt hatte, kehrte er noch vor Zünden des Neonbrennens in heißere Bereiche des HR-Diagramms zurück. Im Gegensatz dazu bleibt ein vergleichbarer Heliumeinzelststern, der mit den neueren OPAL Opazitäten (Iglesias et al. 1992) berechnet wurde, in den Spätphasen seiner Entwicklung an der Hayashilinie (Langer et al. 1997). Dies bedeutet, daß die Heliumhülle ausgedehnt bleibt. Bei einem Fall BB Massentransfers wird daher ein größerer Teil der Heliumhülle verloren als bei den Modellen von Habets (1986b).

Heliumsterne, die in Binärsystemen einen Fall BB Massentransfer erfahren, gelten als aussichtsreiche Kandidaten für Vorläufermodelle von Typ Ib/c Supernovae (Nomoto et al. 1996). Bei den von Nomoto et al. (1994) vorgeschlagenen drei Szenarien zur Entstehung von Typ Ic Supernovae in Binärsystemen war davon ausgegangen worden, daß der Fall BB Massentransfer des Heliumsterns auf einen masseärmeren Begleiter stattfinden müsse. Andernfalls, wenn der Begleitstern massereicher ist, würde der Massentransfer zu einer Erweiterung des Bahnabstands und des Roche-Radius des Heliumsterns führen. Als Konsequenz vermuteten Nomoto et al. (1996), daß, wie die Rechnung von H86a ergab, ein zu großer Anteil der Heliumhülle des Sterns erhalten bliebe, um die Supernovaexplosion als Typ Ic klassifizieren zu können. Im Gegensatz zu der Rechnung von H86a zeigt das $13+12M_\odot$ Binärmodell, daß der Begleiter nicht notwendigerweise masseärmer als der masseverlierende Heliumstern sein muß, damit fast die gesamte Heliumhülle verloren wird.

Daraus ergibt sich ein weiteres neues Szenario zur Entstehung von Typ Ic Supernovae in massereichen Binärsystemen. Dieses Szenario lehnt sich an Szenario A von Nomoto et al. (1994) an. Im Unterschied zu diesem, bei dem ein Binärsystem mit einem sehr kleinen Massenverhältnis den Ausgangspunkt bildet, sind in dem neuen Szenario die Anfangsmassen der Komponenten ungefähr gleich:

- Zu Anfang liegt ein System mit einem Massenverhältnis von $q \approx 1$ vor. Die Masse des Primärsterns beträgt $M_1 \approx 13 M_\odot$

- Der Primärstern erfährt einen Fall B Massenverlust, bei dem er seine gesamte Wasserstoffhülle verliert. Das Massenverhältnis nach dem Massentransfer ist größer 1.

- Nach Ende des zentralen Kohlenstoffbrennens entwickelt sich der Heliumstern zu einem roten Riesen. Dadurch setzt der Fall BB Massentransfer ein, bei dem der Stern nahezu seine gesamte Heliumhülle verliert.

Die kritische Größe für dieses Szenario ist die Anfangsmasse des Primärsterns. Ist sie zu groß, resultiert ein zu großer Heliumkern. Der daraus entstehende Heliumstern entwickelt sich dann nicht zu einem roten Riesen. Ist sie zu klein, erfährt der Stern keine Supernovaexplosion. Dadurch ist die Masse des Primärsterns für dieses Szenario auf einen relativ engen Massenbereich um $13 M_\odot$ beschränkt.

Ein ähnliches Szenario, nur in einem Fall A System, ist ebenfalls möglich. In diesem Fall ist die Anfangsmasse des Primärsterns jedoch größer ($M_1 \lesssim 20 M_\odot$) und von weiteren Systemparametern abhängig, da die Masse des Heliumsterns von der Masse des Primärsterns *nach* dem Massentransfer abhängt (vgl. Abbildung 6.10).

Im Zusammenhang mit Typ Ib/c Supernovaexplosionen in massereichen Binärsystemen ergibt sich für nichtverjüngende Sekundärkomponenten ein weiterer Gesichtspunkt. In den Szenarien B und C von Nomoto et al. (1994) ist es die Sekundärkomponente, die ihre Entwicklung als Supernova Typ Ic beendet. Nach dem ersten Fall B Massentransfer entwickelt sich die Primärkomponente in ein kompaktes Objekt (Neutronenstern oder weißer Zwerg). Nach Ende des zentralen Wasserstoffbrennens füllt die Sekundärkomponente ihr Roche-Volumen. Durch das (aus Sicht der Sekundärkomponente) sehr kleine Massenverhältnis wird der Massentransfer instabil und entwickelt sich in eine "Common-Envelope"-Phase (siehe Abschnitt 2.6.2). Sofern das System nicht verschmilzt, entwickelt sich die Sekundärkomponente zu einem Heliumstern, der nach einem Fall BB Massentransfer als Typ Ic Supernova explodiert.

Da nichtverjüngende Sekundärkomponenten sich zu blauen Überriesen entwikkeln, expandieren sie nach dem zentralen Wasserstoffbrennen nicht weit genug, um ihr Roche-Volumen zu füllen (Kapitel 6). Der in den Szenarien B und C von Nomoto et al. (1996) geforderte Massenverlust der Sekundärkomponente findet dann nicht statt. Eine der Voraussetzungen der Szenarien B und C für Typ Ic Supernova ist daher, daß die Sekundärkomponente eine Verjüngung erfährt. Dieser Aspekt ist besonders für das Szenario C bedeutend, da es von zwei Komponenten ungefähr gleicher Anfangsmasse ausgeht. Dadurch wird eine Verjüngung der Sekundärkomponente unwahrscheinlicher (Abbildung 8.2). Dies wiederum kann sich auf die Gesamtzahl von Typ Ic Supernovae auswirken, da das Szenario C gegenüber den Szenarien A und B ein statistisch deutlich höheres Gewicht aufweist.

8.4 Der Beitrag von Binärsystemen zur Nukleosynthese in der Galaxis

In Tabelle 8.2 sind die Ergebnisse der für die vorliegende Arbeit durchgeführten Nukleosyntheserechnungen (Kapitel 7) schematisch zusammengefaßt. Da Sterne des untersuchten Massenbereichs den größten Anteil an der Nukleosynthese der Elemente schwerer als Helium stellen (Maeder 1984), liefert die Tabelle Indizien über den Einfluß von Binärsystemen auf die Nukleosynthese in unserer Galaxis. Für quantitative Aussagen sind zwei Punkte zu berücksichtigen. Erstens sind die Massenverhältnisse der Binärsystemen aus Kapitel 2 ungefähr eins und es wurde ein konservativer Massentransfer angenommen. Dadurch akkretieren die betrachteten Sekundärkomponenten wahrscheinlich eine größere Materiemenge als es im Mittel aller Binärsysteme der Fall ist. Der zweite, eventuell wichtigerer Punkt ist der Einfluß der "Merger" auf die Nukleosynthese in der Galaxis. Ein möglicher Ausgang der Entwicklung eines Binärsystems in einer Massentransferphase ist das Verschmelzen beider Sterne (siehe Abschnitt 2.6.2), bei dem ein sog. "Merger" entsteht. Die Struktur eines solchen Mergers ist ungewiß. Pols & Marinus (1994) nehmen an, daß beim Verschmelzen zweier Hauptreihensterne (Fall A) ein verjüngter Hauptreihenstern entsteht. Podsiadlowski et al. (1992) argumentieren, daß Merger von Fall B Systemen vergleichbar nichtverjüngenden Sekundärsternen sind. Hierbei wird der Sekundär-(Hauptreihen)stern in der Hülle des Primärsterns aufgelöst. Ein solcher Stern hat dann mit dem Heliumkern des Primärsterns eine zu große Wasserstoffhülle im Vergleich zu einem Einzelstern. In ihren Monte-Carlo-Simulationen von massereichen Binärsystemen erhielten Podsiadlowski et al. (1992) und Pols & Marinus (1994), daß ca. 25. . . 40% aller Binärsysteme eine Verschmelzung ihrer Komponenten erfahren.

Die in Tabelle 8.2 dargestellten Ergebnisse für ^{1}H und ^{4}He sind von geringer Bedeutung, da der Anteil massereicher Sterne an der Erzeugung bzw. Vernichtung dieser Isotope klein ist. Die Ergebnisse von Weaver & Woosley (1993) zur Nukleosynthese der Elementen ^{12}C, ^{13}C und ^{14}N zeigen, daß diese durch massereiche Einzelsterne nicht in ausreichender Menge erzeugt werden. Diese Diskrepanz könnte durch Berücksichtigung der Nukleosynthese in Doppelsternen zumindest verringert werden. Bei ^{15}N, das in massereichen Sterne zerstört wird, fällt der Produktionsfaktor in Doppelsternen noch niedriger aus als in Einzelsternen. Insbesondere wird dadurch das Problem des niedrigen beobachteten Isotopenverhältnisses von ^{14}N/^{15}N (Amari et al. 1993, Meynet & Arnould 1993, Langer & Henkel 1995) verstärkt.

Für Isotope mit Massenzahlen > 15 zeigen Weaver & Woosley (1993), daß deren beobachtete Mengen gut mit der Nukleosynthese in Einzelsternen erklärt werden

Tabelle 8.2: Schematische Darstellung der Nukleosynthese der berechneten Binärsysteme mit Massen $12+13M_\odot$ bzw. $20+18M_\odot$. Es bedeuten $\lesssim$, $\gtrsim$: weniger als um den Faktor 1.5, $<$, $>$: weniger als um den Faktor 3, $\ll$, $\gg$ mehr als um den Faktor 3 kleinerer, bzw. größere Produktionsfaktor in Binärsystemen im Vergleich zu zwei Einzelsternen mit der den Binärkomponenten entsprechender Masse. Diese Ergebnisse bleiben im Mittel *aller* Binärsysteme zumindest qualitativ gültig (siehe Text). Die Symbole $<>$ und $=$ kennzeichnen Isotope, bei denen der Produktionsfaktor in Binärsystemen in Abhängigkeit von der Anfangsmasse der Sterne sowohl niedriger als auch höher als in Einzelsternen ausfallen kann, bzw. solche, bei denen er gleich ausfällt.

	Isotop									
Sekundärkomponente	^{1}H	^{4}He	^{12}C	^{13}C	^{14}N	^{15}N	^{16}O	^{17}O	^{23}Na	^{26}Al
verjüngt	$<$	$\lesssim$	$<>$	$>$	$>$	$<$	$\gg$	$>$	$<>$	$\gg$
verjüngt nicht	$\lesssim$	$>$	$=$	$>$	$>$	$<$	$=$	$=$	$<>$	$\gg$

können. Die Tatsache, daß das Isotop ^{16}O in verjüngenden Sekundärsternen in deutlich größeren Mengen produziert wird als in Einzelsternen oder nichtverjüngenden Sekundärkomponenten, kann bedeuten, daß diese Möglichkeit der Entwicklung von Sekundärkomponente verhältnismäßig selten auftritt.

Der deutlichste Unterschied in der Nukleosynthese von Einzelsternen und Binärsystemen ergibt sich bei der Produktion von ^{26}Al. Die aus Beobachtungen bestimmte Gesamtmenge ^{26}Al in unserer Galaxis ist $M_{26} \approx 1 \ldots 3 M_\odot$ (Prantzos & Diehl 1996). Der von Prantzos (1993) aus Einzelsternmodellen bestimmte Beitrag von Supernovae und Wolf-Rayet-Sternen liegt zwischen $0.2 \ldots 1.4 M_\odot$ bzw. $0.2 \ldots 0.5 M_\odot$ ^{26}Al. Zu diesen Werten ist zu erwähnen, daß die Einzelsternmodelle von El Eid (1994), Meynet & Arnould (1993) und Langer et al. (1995) mindestens einen Faktor 2 mehr ^{26}Al erzeugen, als die von Prantzos (1993) verwendeten Sternmodelle. Demnach können die Beiträge massereicher Einzelsterne ausreichen, um die beobachtete Gesamtmenge ^{26}Al in unserer Galaxis zu erklären.

In Abschnitt 7.2 wurde gezeigt, daß die Berücksichtigung von Doppelsternen zu einer Erhöhung des ^{26}Al Beitrages massereicher Sterne führen muß. Zwar ist die Erzeugung von ^{26}Al in den Primärkomponenten von Fall B Systemen relativ zu Einzelsternen gleicher Anfangsmasse reduziert. Diese Verringerung fällt im Mittel jedoch vermutlich relativ klein aus (Abschnitt 7.2.2). Sehr groß hingegen ist die Produktion von ^{26}Al in den Sekundärkomponenten von Binärsystemen (Abschnitt 7.2.3). In den Supernovaexplosionen verjüngender Sekundärkomponenten wird ca. 2-3 mal soviel durch Wasserstoffbrennen erzeugtes ^{26}Al abgegeben wie in Einzelsternen (Abbildung 7.4), in nichtverjüngenden sogar nochmals eine Größenordung mehr (Tabelle 7.2). Hinzuzurechnen sind die Fall B Merger, die eventuell eine ähnliche Struktur aufweisen wie nichtverjüngende Sekundärkomponenten. Ebenfalls erhöht ist der während des zentralen Wasserstoffbrennens erzeugte und mit der Wolf-Rayet-Phase abgegebene Anteil ^{26}Al von verjüngenden Sekundärkomponenten (Abbildung 7.3).

Diese Ergebnisse deuten an, daß eine verläßliche Aussagen über den Beitrag massereicher Sterne an der ^{26}Al Produktion in unserer Galaxis nur möglich ist, wenn die Entwicklung von Sternen in Binärsystemen berücksichtigt wird. Im Umkehrschluß können mit Hilfe der in unserer Galaxis beobachtetet ^{26}Al-Menge Aussagen über die in Sternmodellen verwendeten physikalischen Annahmen möglich werden. Zum Beispiel ist die ^{26}Al Produktion in nichtverjüngenden Einzelsternen so groß, daß eventuell eine obere Grenze für die Anzahl nichtverjüngender Sterne abgeleitet werden kann. Da eine geringe Effizienz des semikonvektiven Mischens die Anzahl nichtverjüngender Sterne erhöht (Kapitel 4), ließe sich daraus eine untere Grenze für die Größe des Semikonvektionsparameters $\alpha_{\rm sk}$ bestimmen. Es ergibt sich dabei jedoch die Problematik, die nichtverjüngenden Sterne von den "Mergern" zu unterscheiden. Bei letzteren verläuft die Entwicklung unabhängig vom Effizienzparameter $\alpha_{\rm sk}$ der Semikonvektion.

Die Tatsache, daß einzelne Binärsysteme mit günstigen Anfangsparametern um Größenordungen mehr ^{26}Al produzieren als Einzelsterne, macht sie zu interessanten Kandidaten für die Beobachtung individueller Quellen der 1.809MeV-γ Strahlung. Oberlack et al. (1994) diskutierten die Beobachtung individueller Quellen von ^{26}Al in der Vela-Region mit dem COMPTEL-Instrument. Ihre Ergebnisse zeigen, daß die Beobachtung von Binärsystemen mit erhöhter ^{26}Al Produktion im Licht der 1.809MeV-γ-Linie deutlich über die Entfernung der Vela-Region von ca. 450 pc hinaus möglich sein sollte (vgl. auch Langer et al. 1995).

8.5 Ausblick

Mit dem für die vorliegende Arbeit erstellten Programm steht ein leistungsfähiges Werkzeug zur Verfügung, mit dem die Entwicklung von engen Doppelsternen unter Berücksichtigung von Mischprozessen und mit einem umfangreichen Nukleosynthesenetzwerk durch die Massentransferphase bis in die Spätphasen über das Neonbrennen hinaus berechnet werden kann.

Bei den durchgeführten Untersuchungen ergaben sich neben den neuen Einsichten zur Entwicklung massereicher Doppelsterne auch neue Probleme, deren Betrachtung über den Rahmen der vorliegenden Arbeit hinausgehen. Diese Aspekte sollen im folgenden kurz dargestellt werden, um einen kleinen Ausblick auf die vielfältigen zukünftigen Aufgaben im Bereich der Doppelsternentwicklung darzustellen.

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit zeigen, daß nur ein kleiner Teil aller Binärsysteme einen konservativen Massentransfer erfährt. Ein Schwerpunkt zukünftiger Arbeiten zur Doppelsternentwicklung sollte daher auf der Modellierung des nichtkonservativen Massentransfers liegen. Ein möglicher Ansatzpunkt ergibt sich aus dem in Abschnitt 2.6.3 beschriebenen Mechanismus zur Erhöhung der Massenverluste durch Sternwinde während des Massentransfers.

In Einzelsternen mit Massen unterhalb von ca. $12 M_\odot$ tritt während der Hauptreihenentwicklung Semikonvektion nicht auf. Der in Kapitel 4 dargestellte Einfluß der Semikonvektion auf die Verjüngung der Sekundärkomponente ist jedoch auch in masseärmeren Sternen wirksam. Eine Erweiterung der Parameterstudie in Kapitel 4 auf den mittleren und niedrigen Massenbereich ist daher wünschenswert.

Die Berechnung der Spätphasen des $12 + 13 M_\odot$ Binärsystems (Kapitel 6) ergab neue Erkenntnisse zur Entstehung von Typ Ib/c Supernovae. Dies verdeutlicht, daß die wenigen bisher in der Literatur beschriebenen Rechnungen eines Fall BB Massentransfers dieses Thema nicht ausreichend erschlossen haben. Insbesondere ergibt sich die Möglichkeit, daß neuere Sternmodelle mit anderen physikalischen Annahmen zu neuen Szenarien der Entstehung von Typ Ib/c Supernovae in Binärsystemen führen könnten.

In Kapitel 7 werden die qualitativen Unterschiede der Nukleosynthese in massereichen Einzelsternen und Doppelsternen dargelegt. Zukünftige Arbeiten in Form von Parameterstudien müssen bestimmen, wie sich die Berücksichtigung von Binärsystemen quantitativ auswirkt und die chemische Entwicklung von Galaxien beeinflußt. Insbesondere die Ergebnisse zur Erzeugung von ^{26}Al zeigen, daß bei einer Vernachlässigung von Binärsystemen der durch massereiche Sterne insgesamt produzierte Anteil dieses Isotops möglicherweise deutlich unterschätzt wird.

Anhang A

Lösung und Implementierung der Diffusionsgleichung

Die Behandlung des Mischens der chemischen Elemente in Form eines Diffusionsprozesses bietet zwei große Vorteile. Zum einen ist die Methode sehr flexibel. Die Einführung eines neuen Mischprozesses geschieht, zu mindest im Prinzip, einfach durch die Definition eines Diffusionskoeffizienten. Beispielsweise kann der Drehimpulstransport in rotierenden Sternen durch Einführung des "Elementes" Drehimpuls beschrieben werden. Zum anderen ist die Diffusionsgleichung numerisch relativ einfach zu handhaben und gehört zu den Standardbeispielen für partielle Differentialgleichungen in den Lehrbüchern der Numerik.

Dennoch ergeben sich im Rahmen von Sternmodellen allgemein und speziell bei den in dieser Arbeit implementierten Mischprozessen bei der numerischen Lösung der Diffusionsgleichung einige Besonderheiten, auf die im Folgenden eingegangen werden soll.

A.1 Die Diffusionsgleichung

Mit der Lagrangschen Massenkoordinate m_r hat die Diffusionsgleichung die Form

$$\left.\frac{\partial X_i}{\partial t}\right|_{m_r} = \left.\frac{\partial}{\partial m_r}\left(K\frac{\partial X_i}{\partial m_r}\right)\right|_t \tag{A.1}$$

Dabei ist $X_i = X_i(m_r, t)$ der Massenbruchteil des i-ten Isotops. Der Zusammenhang des hier definierten Koeffizienten K zu den in Kapitel 3 definierten Diffusionskoeffizienten der Mischprozesse ist durch

$$K = (4\pi r^2\rho)^2\,(D_{\mathrm{konv}} + D_{\mathrm{sk}} + D_{\mathrm{thm}}) \tag{A.2}$$

gegeben.

Da für jedes Isotop eine solche Gleichung existiert, erhält man in der allgemeinen Form des Koeffizienten

$$K = K(m_r, X_1, \ldots, X_n) \tag{A.3}$$

ein System n gekoppelter Differentialgleichungen, wenn n die Anzahl der berücksichtigten Isotope ist.

Da der Einfluß der verschiedenen Mischprozesse insbesondere während der Massentransferphasen untersucht werden soll, ergibt sich das Problem, daß die Gesamtmasse M und damit die Massenkoordinate m_r in Gl. A.1 nicht konstant ist. Daher wird die Diffusionsgleichung in der relativen Massenkoordinate

$$q = m_r/M \tag{A.4}$$

formuliert. Mit der Koordinatentransformation

$$\left.\frac{\partial X_i}{\partial t}\right|_{m_r} = \left.\frac{\partial X_i}{\partial t}\right|_q + \left.\frac{\partial X}{\partial q}\right|_t \left.\frac{\partial q}{\partial t}\right|_{m_r} = \left.\frac{\partial X_i}{\partial t}\right|_q - q\frac{\dot{M}}{M}\left.\frac{\partial X}{\partial q}\right|_t \tag{A.5}$$

erhält man für Gl. A.1 die Form

$$\left.\frac{\partial X_i}{\partial t}\right|_q = \left.\frac{\partial}{\partial q}\left(\frac{K}{M^2}\frac{\partial X_i}{\partial q} + \frac{\dot{M}}{M}qX_i\right)\right|_t - \frac{\dot{M}}{M}X_i. \tag{A.6}$$

Der Term $\frac{\partial}{\partial q}\left(\frac{\dot{M}}{M}qX_i\right)$ wird als Advektionsterm bezeichnet und ist der durch die Bewegung der relativen Massenkoordinate in absoluter Masse erzeugte Fluß. Der letzte Term in Gl.A.6 berücksichtigt die Änderung der Masse einer Schale in der relativen Massenkoordinate durch die Änderung der Gesamtmasse.

Die Randbedingungen für die Diffusionsgleichung bei variabler Gesamtmasse erhält man aus der Bedingung, daß für den Gesamtgehalt eines Isotops gelten muß

$$\frac{d}{dt}\left(M\int_0^1 X_i dq\right) = \dot{M}X_i^{akk}, \tag{A.7}$$

wobei X_i^{akk} die Häufigkeit des i-ten Isotops in der akkretierten Materie ist. Man erhält daraus nach Ausführen des totalen Differentials und Einsetzen von A.6 mit der inneren Randbedingung

$$\left.\frac{K}{M^2}\frac{\partial X_i}{\partial q}\right|_{q=0} = 0 \tag{A.8}$$

für die äußere Randbedingung

$$\left.\frac{K}{M^2}\frac{\partial X_i}{\partial q}\right|_{q=1} = \dot{M}\left(X_i^{akk} - X_i|_{q=1}\right). \tag{A.9}$$

A.2 Entkopplung des Gleichungssystems

Die Variation der Stützstellenverteilung in Sternmodellen, das Auftreten großer Gradienten im chemischen Profil und die räumliche Abhängigkeit der Diffusionskoeffizienten stellen hohe Anforderungen an die numerische Stabilität des verwendeten Lösungsverfahrens. Daher wird in dem Sternentwicklungsprogramm ein vollständig implizites Differenzenschema benutzt. Damit ergibt sich allerdings das Problem, daß die Abhängigkeit des Diffusionskoeffizienten vom Molekulargewicht μ und damit von allen Isotopen X_i berücksichtigt werden muß. Um die dadurch verursachte Kopplung der Differentialgleichungen A.1 zu vermeiden wird in dieser Arbeit das Molekulargewicht durch

$$\mu \approx \frac{4}{5X_H + 3} \tag{A.10}$$

genähert, wobei X_{H} die Wasserstoffhäufigkeit ist. Diese Näherung ergibt sich wenn man alle Elemente außer Wasserstoff und Helium bei der Berechnung von μ vernachlässigt und vollständige Ionisation der Materie animmt. Dadurch erhält man eine entkoppelte Gleichung für X_{H}, in der der Diffusionskoeffizient vom Molekulargewicht abhängt. Die bei der Lösung dieser Gleichung erhaltenen Diffusionskoeffizienten können dann bei der Lösung der restlichen $n - 1$ Gleichungen benutzt werden.

Durch die Näherung des Molekulargewichtes nach Gl. A.10 ist die Lösung der Diffusionsgleichungen beschränkt auf:

- Mischprozesse die nicht von μ oder $\frac{\partial \mu}{\partial m_r}$ abhängen, in dieser Arbeit also die Konvektion in homogenen Schichten.
- Mischprozesse in Schichten, deren Zusammensetzung zum größten Teil aus Wasserstoff und Helium besteht. Dies betrifft die thermohaline Konvektion und Konvektion in den chemisch inhomogenen Hüllen der masseakkretierenden Sterne.
- Mischprozesse, deren Zeitskalen so lang sind, daß sie durch die Modellzeitschritte zeitlich aufgelöst werden. Dies ist bei der Semikonvektion der Fall.

A.3 Die Differenzengleichungen

Die Differenzengleichungen können direkt aus Gl. A.6 aufgestellt werden. Dabei ist nur zu beachten, daß aus Stabilitätsgründen der Advektionsterm im "upwind-differencing-scheme" aufgestellt werden muß (Press et al. 1988). Dieses Schema ist zwar nur erster Ordnung, hat aber gegenüber anderen, z.B. den von Hawley et al. (1984) vorgeschlagenen, *stabilen* Schemata zweiter Ordnung den Vorteil, daß sich aus der Differenzenform der Erhaltungsgleichung A.7 Differenzengleichungen für die Randbegingungen A.9 und A.8 ableiten lassen, die die Massenerhaltung im Rahmen der Genauigkeit der Zahlendarstellung *exakt* garantieren.

A.4 Implementierung

Durch die Abhängigkeit des Diffusionskoeffizienten von X_{H} in den Differenzengleichungen für den Wasserstoff erhält man ein nichtlineares Gleichungssystem. Dieses wird mit einem Newton-Raphson-Verfahren sehr effektiv gelöst. Anschließend werden mit den aus dieser Lösung erhaltenen Diffusionskoeffizienten die Differenzengleichungssysteme der anderen Isotope gelöst. Obwohl diese Differenzengleichungssysteme linear und sogar tridiagonal sind, geschieht dies ebenfalls mit einem Newton-Raphson-Verfahren: Tests haben gezeigt, daß die direkte Inversion des Gleichungssystems mit FORTRAN Variablen doppelter Genauigkeit (REAL*8) instabil werden kann. Erst mit vierfacher Genauigkeit (REAL*16) konnte Stabilität erreicht werden. Das iterative Newton-Raphson-Verfahren erwies sich in allen Testsituationen auch mit "nur" doppelt genauen Variablen als stabil.

In impliziten Verfahren muß der Zeitschritt über eine maximal zulässige Änderung der Variablen von Schritt zu Schritt gesteuert werden. Dabei ergeben sich selbst bei einem schwachen Kriterium (z.B. zugelassene Änderung 10% relativ) sehr kleine Zeitschritte für die zeitliche Entwicklung des chemische Profils, insbesondere wenn Sprünge im Profil einzelner Isotope durch die Akkretion in den Stern hinein (in relativer Massenkoordinate) transportiert werden. Da die Berechnung kompletter Sternmodelle bei jedem Schritt zu zeitaufwendig wäre, wird jeder Zeitschritt des Sternmodells in mehrere Schritte für die Lösung der Diffusionsgleichung aufgeteilt. Dies ist möglich, da sich die thermodynamischen Gößen auf den Stützstellen des relativen Massenkoordinatengitters nur sehr wenig während eines Zeitschrittes des Sternmodells ändern[1]. In Akkretionsphasen wird ein Sternmodellzeitschritt, abhängig von chemischen Zusammensetzung der akkretierten Materie, mit bis zu 150 Schritten, meist jedoch mit unter 15 Schritten für die Diffusion aufglöst.

[1]Der Zeitschritt des Sternmodells wird genau nach diesem Kriterium gewählt

Anhang B

Erweiterung der Mischungswegtheorie für den chemisch inhomogenen Fall

In die Gleichungen der Mischungswegtheorie (MLT) geht implizit die Annahme chemischer Homogenität ein. Ausgehend von den Gleichungen, wie sie in Kippenhahn und Weigert (1992) beschrieben sind, können diese wie folgt für den chemisch inhomogenen Fall erweitert werden.

Der konvektive Fluß in der MLT wird aus der mittleren Geschwindigkeit v und dem mittleren Temperaturunterschied DT der Konvektionselemente zu ihrer Umgebung bestimmt:

$$F_{\mathrm{konv}} = \rho v C_P DT \tag{B.1}$$

Die Gleichung für den Temperaturunterschied

$$\frac{DT}{T} \sim \nabla - \nabla_{\mathrm{e}} \tag{B.2}$$

ändert sich nicht, da $\nabla - \nabla_{\mathrm{e}}$ eine der zu bestimmenden Größen ist. Die Gleichung für die mittlere Geschwindigkeit eines Massenelementes hingegen ändert sich. Sie ergibt sich aus der auf ein Massenelement wirkenden Auftriebskraft und damit aus dem Dichteunterschied zu seiner Umgebung. Dieser ist, im Gegensatz zur klassischen MLT, nicht nur vom Temperatur- sondern auch vom Molekulargewichtsunterschied zu seiner Umgebung abhängig. Damit ergibt sich für die mittlere Geschwindigkeit der Massenelemente

$$v^2 \sim \left(\nabla - \nabla_{\mathrm{e}} - \frac{\varphi}{\delta}\nabla_\mu\right), \tag{B.3}$$

statt $v^2 \sim (\nabla - \nabla_{\mathrm{e}}))$ in der klassischen MLT.

Dies ergibt für den konvektiven Fluß B.1

$$F_{\mathrm{konv}} \sim (\nabla - \nabla_{\mathrm{e}}) \left(\nabla - \nabla_{\mathrm{e}} - \frac{\varphi}{\delta}\nabla_\mu\right)^{\frac{1}{2}}. \tag{B.4}$$

Die dimensionslosen Gleichungen der erweiterten MLT erhalten dann die Form

$$\nabla_{\mathrm{e}} - \nabla_{\mathrm{ad}} = 2U\left(\nabla - \nabla_{\mathrm{e}}\right)\left(\nabla - \nabla_{\mathrm{e}} - \frac{\varphi}{\delta}\nabla_\mu\right)^{-\frac{1}{2}} \tag{B.5}$$

$$\frac{8}{9}U\left(\nabla_{\mathrm{rad}} - \nabla\right) = \left(\nabla - \nabla_{\mathrm{e}}\right)\left(\nabla - \nabla_{\mathrm{e}} - \frac{\varphi}{\delta}\nabla_\mu\right)^{\frac{1}{2}}, \tag{B.6}$$

wobei U, wie in Kippenhahn und Weigert (1992) beschrieben, ein Maß für die Effektivität des Energietransportes der Konvektion darstellt. Diese Gleichungen können mit der Substitution $W = \nabla_{\mathrm{rad}} - \nabla_{\mathrm{ad}}$, $x = \nabla - \nabla_{\mathrm{ad}}$ und $y = \nabla - \nabla_{\mathrm{e}}$ in der Form

$$x - y - 2Uy\left(y - \frac{\varphi}{\delta}\nabla_\mu\right)^{-\frac{1}{2}} = 0 \tag{B.7}$$

$$y\left(y - \frac{\varphi}{\delta}\nabla_\mu\right)^{\frac{1}{2}} - \frac{8}{9}U(W - x) = 0 \tag{B.8}$$

numerisch, z.B. mit einem Newton-Raphson-Verfahren, für x und y gelöst werden.

Abb. B.1 zeigt die Größe $x = \nabla - \nabla_{\mathrm{ad}}$, d.h. die Überadiabazität einer Schicht, in Abhängigkeit von W und U für zwei Fälle. Abbildung B.1a mit $\nabla_\mu = 0$ für die klassische Mischungswegtheorie und Abbildung B.1b mit $\nabla_\mu = -10$, ein Gradient der deutlich größer ist, als er normalerweise in massereichen Sternen auftritt. Abweichungen von der klassischen Mischungswegtheorie ergeben sich nur in Schichten mit $\nabla - \nabla_{\mathrm{ad}} \lesssim 10^{-2}$, d.h. Schichten die einen nahezu adiabatischen Temperaturgradienten aufweisen. Insgesamt sind also die Effekte chemischer Inhomogenitäten in konvektiven Gebieten auf die thermische Struktur gering. Daher wird in dieser Arbeit der Temperaturgradient in Konvektionszonen weiterhin nach der klassische Mischungswegtheorie berechnet, da dies numerisch weniger aufwendig ist als die Lösung der Gl. B.7.

Dieses Ergebnis gilt jedoch nicht für die konvektiven Geschwindigkeiten Gl. B.3 und die daraus abgeleiteten Diffusionskoeffizienten. Dies wird besonders deutlich in den Situationen, in denen die marginale Stabilität nach dem Ledoux-Kriterium für $\nabla_\mu < 0$ erreicht wird. Hier kann nach der klassischen Mischungswegtheorie die Geschwindigkeit der Massenelemente und damit der Diffusionskoeffizient nicht berechnet werden.

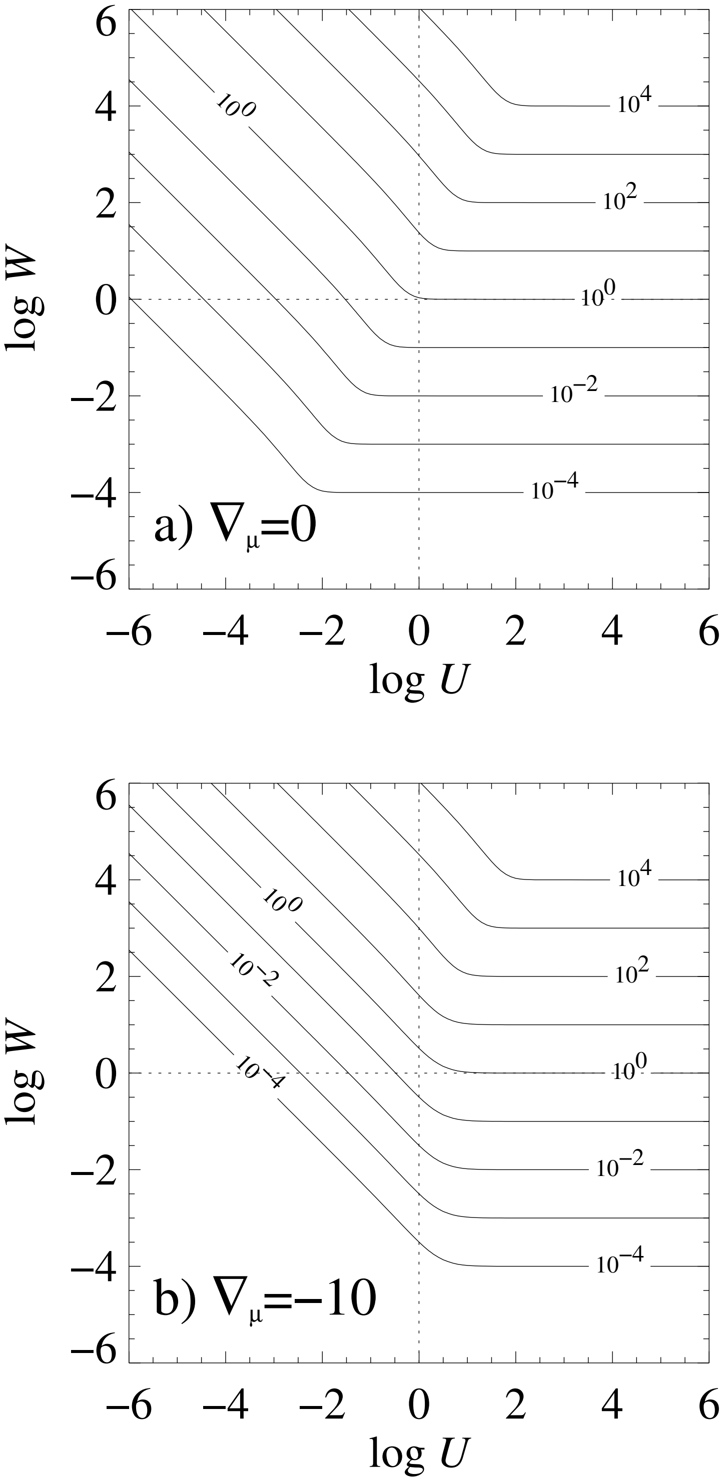

Abbildung B.1: Überadiabazität $x = \nabla - \nabla_{\mathrm{ad}}$ in Abhängigkeit von W und U (siehe Text). a) für die klassische Mischungswegtheorie, b) für die erweiterte Mischungswegtheorie mit $\nabla_\mu = -10$.

Anhang C

Nukleare Reaktionen

Tabelle C.1: Liste der berücksichtigten Reaktionen.

Nr	Reaktionen	Realisierung
1	^{12}C(p, γ)^{13}N(e$^{+}\nu$)^{13}C	^{12}C+^{1}H$\rightarrow$^{13}C
2	^{13}C(p, γ)^{14}N	^{13}C$\rightarrow$^{14}N
3	^{14}N(p, γ)^{15}O(e$^{+}\nu$)^{15}N	^{14}N+^{1}H$\rightarrow$^{15}N
4	^{15}N(p, α)^{12}C	
5	^{15}N(p, γ)^{16}O	
6	^{16}O(p, γ)^{17}F(e$^{+}\nu$)^{17}O	^{16}O+^{1}H$\rightarrow$^{17}O
7	^{17}O(p, α)^{14}N	
8	^{17}O(p, γ)^{18}F(e$^{+}\nu$)^{18}O	^{17}O+^{1}H$\rightarrow$^{18}O
9	^{18}O(p, α)^{15}N	
10	^{4}He(α, γ)^{8}B(α, γ)^{12}C	3^{4}He$\rightarrow$^{12}C
11	^{12}C(α, γ)^{16}O	
12	^{16}O(α, γ)^{20}Ne	
13	^{20}Ne(α, γ)^{24}Mg	
14	^{24}Mg(α, γ)^{28}Si	
15	^{14}N(α, γ)^{18}O	
16	^{18}O(α, γ)^{22}Ne	
17	^{22}Ne(α, γ)^{26}Mg	
18	^{22}Ne(α, n)^{25}Mg	
19	^{26}Mg(α, n)^{29}Si	
20	^{26}Mg(α, γ)^{30}Si	
21	^{21}Ne(α, γ)^{25}Mg	
22	^{21}Ne(α, n)^{24}Mg	

Tabelle C.2: Liste der berücksichtigten Reaktionen (Forts.)

Nr	Reaktionen	Realisierung
23	^{25}Mg(α, n)^{28}Si	
24	^{25}Mg(α, γ)^{29}Si	
25	^{20}Ne(n, γ)^{21}Ne	
26	^{21}Ne(n, γ)^{22}Ne	
27	^{24}Mg(n, γ)^{25}Mg	
28	^{25}Mg(n, γ)^{26}Mg	
29	^{28}Si(n, γ)^{29}Si	
30	^{29}Si(n, γ)^{30}Si	
31	^{12}C(^{12}C, α)^{20}Ne	
32	^{12}C(^{12}C, p)^{23}Na	
33	^{23}Na(p, α)^{20}Ne	
34	^{23}Na(p, γ)^{24}Mg	
35	^{20}Ne(γ, α)^{16}O	
36	^{13}C(α, n)^{16}O	
37	^{17}O(α, n)^{20}Ne	
38	^{16}O(^{12}C, α)^{24}Mg	
39	^{16}O(^{16}O, α)^{28}Si	
40	^{15}N(α, γ)^{19}F(α, γ)^{23}Na	^{15}N+2^{4}He$\rightarrow^{23}$Na
41	^{18}O(p, γ)^{19}F	
42	^{19}F(p, α)^{16}O	
43	^{19}F(p, γ)^{20}Ne	
44	^{20}Ne(p,γ)^{21}Na(e$^{+}\nu$)^{21}Ne	^{20}Ne+^{1}H$\rightarrow^{21}$Ne
45	^{21}Ne(p,γ)^{22}Na(e$^{+}\nu$)^{22}Ne	^{21}Ne+^{1}H$\rightarrow^{22}$Ne
46	^{22}Ne(p, γ)^{23}Na	
47	^{22}Ne(p, α)^{20}Ne	
48	^{24}Mg(p,γ)^{25}Al(e$^{+}\nu$)^{25}Mg	^{24}Mg+^{1}H$\rightarrow^{25}$Mg
49	^{25}Mg(p, γ)^{26}Al^{g}	
50	^{25}Mg(p, γ)^{26}Al^{m}(e$^{+}\nu$)^{26}Mg	^{25}Mg+^{1}H$\rightarrow^{26}$Mg
51	^{26}Al^{g}(e$^{+}\nu$)^{26}Mg	
52	^{26}Al^{g}(p, γ)^{27}Si(e$^{+}\nu$)^{27}Al	^{26}Al^{g}+^{1}H$\rightarrow^{27}$Al
53	^{26}Mg(p, γ)^{27}Al	
54	^{27}Al(p, γ)^{28}Si	
55	^{27}Al(p, α)^{24}Mg	

Literaturverzeichnis

Folgende Akürzungen wurden verwendet:

A&A :	Astronomy and Astrophysics
A&AS :	Astronomy and Astrophysics Supplement
A&A Rev. :	Astronomy and Astrophysics Reviews
Acta Astron. :	Acta Astronomica
ApJ :	Astrophysical Journal
ApJS :	Astrophysical Journal Supplement
ApSS :	Astrophysics and Space Science
ARA&A :	Annual Review of Astronomy and Astrophysics
Meth. Comp. Phys. :	Methods of Computational Physics
MNRAS :	Monthly Notices of the Royal Astronomical Society
PASJ :	Publications of the Astronomical Society Japan
PASP :	Publications of the Astronomical Society Pacific
Phys. Rep. :	Physics Report
Soviet Astron. :	Soviet Astronomy AJ
Space Sci. Rev. :	Space Science Review
ZfAp :	Zeitschrift für Astrophysik

Abt, H.A.: 1983, *ARA&A*, **21**, 343

Abt, H.A., und Levy, S.G.: 1976, *ApJS*, **30**, 273

Abt, H.A., und Levy, S.G.: 1978, *ApJS*, **36**, 241

Abt, H.A., und Levy, S.G.: 1985, *ApJS*, **59**, 229

Amari, S., Hoppe, P., Zinner, E., und Lewis, R.S.: 1993, *Nature*, **365**, 806

Appenzeller, I.: 1970, *A&A*, **5**, 355

Arnett, W.D.: 1978, *ApJ*, **219**, 1008

Blaauw, A.: 1993, in *Massive Stars: Their Lives in the Interstellar Medium*, Joseph P. Cassinelli und Edward B. Churchwell Hrsg., ASP conference series, Vol. 65, 207

Bodenheimer, P., und Taam, R.E.: 1984, *ApJ*, **280**, 771

Böhm-Vitense, E.: 1958, *ZfAp*, **32**, 108

Boozer, A.H., Joss, P.C., und Salpeter, E.E.: 1973, *ApJ*, **181**, 393

Branch, D., Nomoto, K. und Filippenko, A.V.: 1991, *Comments on Astrophysic*, **15**, 221

Braun, H., und Langer, N.: 1995a, *A&A*, **297**, 483

Braun, H., und Langer, N.: 1995b, in *Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution*, K.A. van der Hucht und P.M. Williams Hrsg., IAU Symp. No. 163, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, S. 305

Brookshaw, L., und Tavani, M.: 1993, *ApJ*, **410**, 719

Casatella, A. und Viotti, R.: 1989, Hrsg., *Physics of Classical Novae*, Proceedings IAU Colloq. No. 122, Springer Verlag, Berlin

Chiosi, C., und Summa, C.: 1970, *ApSS*, **8**, 478

Claret, A., Giménez,A., und Cunha, N.C.S: 1995, *A&A*, **299**, 724

Clarke, C.J.: 1992, in *Binaries as Tracers of Stellar Formation*, Antoine Duquennoy und Michel Mayor Hrsg., Cambridge University Press, S. 38

Conti, P.S., und Ebbets, D.: 1977, *ApJ*, **213**, 438

Cox, J.P., und Giuli, R.T.: 1968, *Principles of Stellar Structure*, Gorden and Breach, Science Publishers, Inc., New York

Cox, A.N., und Stewart J.N.: 1969, *ApJS*, **19**, 243

Crawford, J.A.: 1955, *ApJ*, **121**, 71

Cugier, H.: 1989, *A&A*, **214**, 168

Cugier, H., und Hardrop, J.: 1988, *A&A*, **202**, 101

Danziger, I.J., Lucy, L.B., Bouchet, P., und Gouiffes, C.: 1991, in *Supernovae*, S.E. Woosley Hrsg., Springer Verlag, S. 69

De Greve, J.P., und Cugier, H.: 1989, *A&A*, **211**, 356

De Greve, J.P., und Linell, A.P.: 1994, *A&A*, **291**, 786

de Kool, M.: 1987, Dissertation, Universität Amsterdam

Delgado, A.J., Thomas, H.-C.: 1981, *A&A*, **96**, 142

de Loore, C., und Vanbeveren, D.: 1992, *A&A*, **260**, 273

de Loore, C., und Vanbeveren, D.: 1994, *A&AS*, **103**, 67

Drechsel, H., Haas, S., Lorenz, R., und Gayler, S.: 1995, *A&A*, **294**, 723

Duquennoy, A., und Mayor,M.: 1991, *A&A*, **248**, 485

Eddington, A.S.: 1926, *The internal constitution of the stars*, Cambridge University Press

Eggleton, P.P.: 1983, *ApJ*, **268**, 368

El Eid, M.F.: 1994, *Space Sci. Rev.*, **66**, 383

Endal, A.S., und Sofia, S.: 1976, *ApJ*, **210**, 184

Endal, A.S., und Sofia, S.: 1978, *ApJ*, **220**, 279

Endal, A.S., und Sofia, S.: 1981, *ApJ*, **243**, 625

Finzi, A., und Wolf, R.A.: 1967, *ApJ*, **150**, 115

Flannery, B.P.: 1977, in *8th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics*, M.D. Papagiannis Hrsg., Annals of the New York Academy of Science, Nr. 302, S. 36

Flannery, B.P., und Ulrich, R.K.: 1977, *ApJ*, **212**, 533

Flannery, B.P., und van den Heuvel, E.P.J.: 1975, *A&A*, **39**, 61

Frank, J., King, A.R., und Raine, D.J.: 1985, *Accretion power in astrophysics*, Cambridge University Press

Fliegner, J., und Langer, N.: 1995, in *Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds,* *Evolution*, K.A. van der Hucht und P.M. Williams Hrsg., IAU Symp. No. 163, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, S. 326

Fliegner, J., Langer, N., und Venn, K.A. : 1996, *A&A*, **308**, L13

Fukuda, I.: 1982, *PASP*, **94**, 271

Giuricin, G., Mardirossian, F., und Mezetti, M.: 1984a, *A&A*, **131**, 152

Giuricin, G., Mardirossian, F., und Mezetti, M.: 1984b, *A&A*, **134**, 365

Giuricin, G., Mardirossian, F., und Mezetti, M.: 1984c, *A&A*, **135**, 393

Giuricin, G., Mardirossian, F., und Mezetti, M.: 1984d, *A&A*, **141**, 227

Gray, D.F.: 1992, *The Observation and Analysis of Stellar Photospheres*, Cambridge Astrophysics Series Nr. 20, Cambridge University Press, zweite Auflage

Griffin, R.F.: 1985, in *Interacting Binaries*, P.P. Eggleton, & J.E. Pringle Hrsg., D. Reidel Publishing Company, Dordrecht

Habets, G.M.H.J.: 1986a, *A&A*, **165**, 95

Habets, G.M.H.J.: 1986b, *A&A*, **167**, 61

Hamann, W.-R., Schönberner, D., und Heber, U.: 1982, *A&A*, **116**, 273

Hamann, W.-R., Koesterke, L., und Wessolowski, U.: 1995, *A&A*, **299**, 151

Hawley, J.F., Smarr, L.L., und Wilson, J.R.: 1984, *ApJS*, **55**, 211

Hellings, P.: 1983, *ApSS*, **96**, 37

Hellings, P.: 1984, *ApSS*, **104**, 83

Herrero, A., Kudritzki, R.P., Vilchez, J.M., Kunze, D., Butler, K., und Haser, S.: 1992, *A&A*, **261**, 209

Hjellming, M.S., und Webbink, R.F.: 1987, *ApJ*, **318**, 794

Huebner, W.F., Merts, A.L., Magee, N.H. Jr., und Argo, M.F.: 1977, *Astrophysical Opacity Library*, LA-6760-M

Humphreys, R.M., und Davidson, K.: 1979, *ApJ*, **232**, 409

Hut, P.: 1981, *A&A*, **99**, 126

Iben, I.: 1965a, *ApJ*, **141**, 993

Iben, I.: 1965b, *ApJ*, **142**, 1447

Iben, I.: 1967, *ARA&A*, **5**, 571

Iben, I., und Renzini, A.: 1981, *ARA&A*, **21**, 271

Iglesias, C.A., Rogers, F.J., und Wilson, B.G.: 1992, *ApJ*, **397**, 717

Kato, S.: 1966, *PASJ*, **18**, 374

Kähler, H.: 1995, *A&A*, **294**, 497

Kenyon, S.J.: 1986, *The Symbiotic Stars*, Cambridge University Press

Kippenhahn, R.: 1974, in *Late Stages of Stellar Evolution*, R.J. Taylor Hrsg. , IAU Symp. No. 66, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, S. 20

Kippenhahn, R., Ruschenplatt, G., und Thomas, H.C.: 1980, *A&A*, **91**, 175

Kippenhahn, R., und Meyer-Hofmeister, E.: 1977, *A&A*, **54**, 539

Kippenhahn, R., und Thomas, H.C.: 1979, *A&A*, **75**, 281

Kippenhahn, R., und Weigert, A.: 1967, *ZfAp*, **65**, 251

Kippenhahn, R., und Weigert, A.: 1991, *Stellar Structure and Evolution*, Springer-Verlag, 2. Auflage

Kippenhahn, R., und Weigert, A., Hofmeister, E.: 1967, *Meth. Comp. Phys.*, **7**, 129

Kopal, Z.: 1978, *Dynamics of Close Binary Systems*, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht

Koesterke, L., und Hamann, W.-R.: 1995, *A&A*, **299**, 503

Kolb, U., und Ritter, H.: 1990, *A&A*, **236**, 385

Kraft, R.P., Mathews, J., und Greenstein, J.L.: 1962, *ApJ*, **136**, 312

Kraicheva, Z.T., Popova, E.I., Tutukov, A.V., und Yungelson, L.R.: 1978, *Soviet Astron.*, **22**, 670

Kraicheva, Z.T., Popova, E.I., Tutukov, A.V., und Yungelson, L.R.: 1979, *Soviet Astron.*, **23**, 290

Kudritzki, A.P., Pauldrach, A., und Puls, J.: 1987, *A&A*, **173**, 293

Kuhfuß, R.: 1986, *A&A*, **160**, 116

Langer, N.: 1986, *A&A*, **164**, 45

Langer, N.: 1989a, *A&A*, **210**, 93

Langer, N.: 1989b, *A&A*, **220**, 135

Langer, N.: 1991, *A&A*, **252**, 669

Langer, N.: 1994a, in *Circumstellar Media in the Late Stages of Stellar Evolution*, R.E.S. Clegg, I.R. Stevens und W.P.S. Meikle Hrsg., Proceedings of the 34th Herstmonceux Conference, Cambridge University Press, S. 1

Langer, N.: 1994b, in *Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution*, K.A. van der Hucht und P.M. Williams Hrsg., IAU Symp. No. 163, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, S. 15

Langer, N., und Henkel, C.: 1995, *Space Sci. Rev.*, **74**, 343

Langer, N., Braun, H., und Fliegner, J.: 1995, *ApSS*, **224**, 275

Langer, N., El Eid, M.F., und Fricke, K.J.: 1985, *A&A*, **145**, 179

Langer, N., El Eid, M.F., und Baraffe, I.: 1989, *A&AL*, **224**, 217

Langer, N., Hamann, W.-R., Lennon, M., Najarro, F., Pauldrach, A.W.A., und Puls J.: 1994, *A&A*, **290**, 819

Langer, N., Sugimoto, D., und Fricke, K.J.: 1983, *A&A*, **126**, 207

Langer, N., Woosley, S.E., und Podsiadlowski, Ph.:1997, in Vorbereitung

Lauterborn, D.: 1970, *A&A*, **7**, 150

Law, W.-Y.: 1982, *A&A*, **108**, 118

Leitherer, C., und Langer, N.: 1991, in *The Magellanic Clouds*, R.F. Haynes, D.K. Milne Hrsg., IAU Symp. No. 148, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, S. 480

Levato, H.: 1976, *ApJ*, **203**, 680

Limber, D.N.: 1963, *ApJ*, **138**, 1112

Livio, M., und Soker, N.: 1984a, *MNRAS*, **208**, 763

Livio, M., und Soker, N.: 1984b, *ApJ*, **208**, 783

Livio, M., und Soker, N.: 1988, *ApJ*, **329**, 764

Lorenz, R., Mayer, P., und Drechsel, H.: 1994, *A&A*, **291**, 185

Lubow, S.H., und Shu, F.H.: 1975, *ApJ*, **198**, 383

Maeder, A.: 1975, *A&A*, **40**, 303

Maeder, A.: 1984, in *Stellar Nukleosynthesis*, C. Chiosi und A. Renzini Hrsg, D.

Reidel Publishing Company, Dordrecht, S. 115
Maeder, A., und Meynet, G.: 1991, *A&AS*, **89**, 451
Maeder, A., und Meynet, G.: 1994, *A&A*, **287**, 803
Mahoney, W., Ling, J., Wheaton, W., und Jacobsen, A.: 1984, *ApJ*, **378**, 578
Meurs, E.J.A., und van den Heuvel, E.P.J.: 1989, *A&A*, **226**, 88
Meyer, F., und Meyer-Hofmeister, E.: 1978, *A&A*, **78**, 167
Meyer, F., und Meyer-Hofmeister, E.: 1983, *A&A*, **121**, 29
Meynet, G., und Arnould, M.: 1993, in *Origin and Evolution of the Elements*, N. Prantzos, E. Vangioni-Flam und M. Cassé Hrsg., Cambridge University Press, S. 539
Meynet, G., Maeder, A., Schaller, G., Schaerer, D., und Charbonnel C.: 1994, *A&AS*, **103**, 97
Miyaji, S., Nomoto, K., Yokoi, K., und Sugimoto, D.: 1980, *PASJ*, **32**, 303
Mochnacki, S.W.: 1984, *A&AS*, **55**, 551

Nariai, K.: 1975, *A&A*, **43**, 309
Nariai, K., und Sugimoto, D.: 1976, *PASJ*, **28**, 593
Neo, S., Shigeki, M., Nomoto, K., und Sugimoto, D.: 1977, *PASJ*, **29**, 249
Nieuwenhuijzen, H., und de Jager, C.: 1990, *A&A*, **231**, 134
Nomoto, K.: 1984, *ApJ*, **277**, 791
Nomoto, K.: 1987, *ApJ*, **322**, 206
Nomoto, K.: 1988, *Phys. Rep.*, **163**, 13
Nomoto, K., Iwamoto, K., Suzuki, T., Pols, O.R., Yamaoka, H., Hashimoto, M., Höflich, P., und van den Heuvel, E.P.J.: 1996, in *Compact Stars in Binaries*, J. van Paradijs, E.P.J. van den Heuvel und E. Kuulkers Hrsg., IAU Symp. No. 165, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, S. 119
Nomoto, K., Yamaoka, H., Pols, O.R., van den Heuvel, E.P.J., Iwamoto, K., Kumagai, S., und Shigeyama, T.: 1994, *Nature*, **371**, 227

Oberlack, U., Diehl, R., Montmerle, T., Prantzos, N., und von Ballmoos, P.: 1994, *ApJS*, **92**, 433

Packet, W.: 1981, *A&A*, **102**, 17
Paczyński, B.: 1966, *Acta Astron.*, **16**, 231
Paczyński, B.: 1971a, *Acta Astron.*, **21**, 1
Paczyński, B.: 1971b, *ARA&A*, **9**, 183
Paczyński, B., und Sienkiewicz, R.: 1972, *Acta Astron.*, **22**, 73
Pastetter, L., und Ritter, H.: 1989, *A&A*, **214**, 186
Parthasaraty, M., Lambert, D.L., und Tomkin, J.: 1983, *MNRAS*, **203**, 1063
Pauldrach, A., Puls, J., und Kudritzki, R.P.: 1986, *A&A*, **164**, 86
Pinsonneault, M.H., Kawaler, S.D., Sofia, S., und Demarque, P.: 1989, *ApJ*, **338**, 424
Plavec, M.: 1958, *Mém. Soc. Roy. Sci. Liège (4)*, **20**, 411
Plavec, M., Ulrich, R.K., und Polidan, R.S.: 1973, *PASP*, **85**, 769
Podsiadlowski, Ph., und Joss, P.C.: 1989, *Nature*, **338**, 401
Podsiadlowski, Ph., Joss, P.C., und Hsu, J.J.L.: 1992, *ApJ*, **391**, 246

Pols, O.R.: 1994, *A&A*, **290**, 119
Pols, O.R., Coté, J., Waters, L.B.F.M., und Heise, J.: 1991, *A&A*, **241**, 419
Pols, O.R., und Marinus, M. : 1994, *A&A*, **288**, 475
Popova, E.I., Tutukov, A.V., und Yungelson, L.R.: 1982, *ApSS*, **88**, 55
Prantzos, N.: 1993, *ApJ*, **405**, L55
Prantzos, N., und Diehl, R.: 1996, *Phys. Rep.*, **267**, 1
Press, W.H., Flannery, B.P., Teukolsky, S.A., und Vetterling, W.T.: 1988, *Numerical Recipes in C*, Cambridge University Press

Rakavy, G., Shaviv, G., und Zinamon, Z.: 1967, *ApJ*, **150**, 115
Rappaport, S.A., und van den Heuvel, E.P.J.: 1982, in *Be Stars*, M. Jaschek und H.G. Roth Hrsg., IAU Symp. No. 88, D. Reidel Publ. Comp., Dordrecht, S. 327
Renzini, A.: 1987, *A&A*, **188**, 49
Ritter, H.: 1988, *A&A*, **202**, 93
Robertson, J.A., und Eggleton, P.P.: 1977, *MNRAS*, **179**, 359
Roxburgh, I.W.: 1978, *A&A*, **65**, 281

Sarna, M.J.: 1992a, *MNRAS*, **259**, 17
Sarna, M.J.: 1992b, *MNRAS*, **262**, 534
Savonije, G.J.: 1978, *A&A*, **62**, 317
Savonije, G.J., und Takens, R.J.: 1976, *A&A*, **47**, 231
Schwarzschild, M., und Härm, R.: 1958, *ApJ*, **128**, 348
Shaviv, G., und Salpeter, E.E.: 1973, *ApJ*, **184**, 191
Smith, R.W.: 1995, *Scientific American*, **272/5**, 50
Spruit, H.C.: 1992, *A&A*, **253**, 131
Stern, M.E.: 1960, *Tellus*, **12**, 172
Stothers, R.B.: 1970, *MNRAS*, **151**, 65
Stothers, R.B., und Chin, C.-W.: 1975, *ApJ*, **198**, 407
Stothers, R.B., und Chin, C.-W.: 1976, *ApJ*, **204**, 472
Stothers, R.B., und Chin, C.-W.: 1992, *ApJ*, **390**, L33
Sugimoto, D., und Nomoto, K.: 1980, *Space Sci. Rev.*, **25**, 155

Taam, R.E., und Bodenheimer, P.: 1991, *ApJ*, **373**, 246
Tassoul, J.L.: 1987, *ApJ*, **322**, 856
Tassoul, J.L.: 1988, *ApJ*, **324**, L71
Tassoul, J.L.: 1995, *ApJ*, **444**, 338
Tassoul, M., und Tassoul, J.L.: 1992, *ApJ*, **395**, 604
Timmes, F.X., Woosley, S.E., Hartmann, D.H., Hoffman, R.D., Weaver, T.A., und Matteucci, F.: 1995, *ApJ*, **449**, 204
Tomkin, J., und Lambert, D.L.: 1989, *MNRAS*, **241**, 777
Tout, C.A.: 1991, *MNRAS*, **250**, 701
Tout, C.A., und Eggleton, P.P.: 1988b, *ApJ*, **334**, 357
Tout, C.A., und Eggleton, P.P.: 1988a, *MNRAS*, **231**, 701
Trimble, V.: 1990, *MNRAS*, **242**, 79

Ulrich, R.K.: 1972, *ApJ*, **172**, 165

Ulrich, R.K., und Burger, H.L.: 1976, *ApJ*, **206**, 509

Vanbeveren, D.: 1990, *A&A*, **234**, 243

Vanbeveren, D.: 1991, *A&A*, **252**, 159

Vanbeveren, D., Herrero, A., Kunze, D., und van Kerkwijk, M.: 1994, *Space Sci. Rev*, **66**, 395

van den Heuvel , E.P.J., und Rappaport, S.A. Hrsg.: 1992, *X-Ray Binaries and Recycled Pulsars*, Nato ASI Series, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht

van der Hucht, K.A.: 1992, *A&A Rev.*, **4**, 123

Verbunt, F., und Zwaan, C.: 1981, *A&A*, **100**, L7

Vitense, E.: 1953, *ZfAp*, **32**, 135

Walter, R., und Maeder, A.: 1989, *A&A*, **218**, 123

Warner, B.: 1995, *Cataclysmic Variable Stars*, Cambridge University Press

Weaver, T. A., und Woosley, S.E.: 1993, *Phys. Rep.*, **227**, 65

Webbink, R.F.: 1985, in *Interacting Binary Stars*, J.E. Pringle und R.A. Wade Hrsg., Cambridge University Press, S.39

Woosley, S.E, und Weaver, T.A.: 1995, *ApJS*, **101**, 181

Woosley, S.E., Langer, N., und Weaver, T.A.: 1993, *ApJ*, **411**, 823

Woosley, S.E., Langer, N., und Weaver, T.A.: 1995, *ApJ*, **448**, 315

Yorke, H.W., Bodenheimer, P., und Taam, R.E.: 1995, *ApJ*, **451**, 308

Zahn, J.P.: 1975, *A&A*, **41**, 329

Zahn, J.P.: 1977, *A&A*, **57**, 383

Zahn, J.P.: 1989, *A&A*, **220**, 220

Zahn, J.P.: 1994, *A&A*, **288**, 829

Zahn, J.P., und Bouchet, L.: 1989, *A&A*, **223**, 112

Danksagung

Ein großer Dank geht natürlich an Priv. Doz. Dr. Norbert Langer für die Betreuung dieser Arbeit. Seine Hilfestellung bei der Bewältigung der vielfältigen Probleme, die zahl- und lehrreichen Diskussionen, und zum Ende hin seine Geduld und Aufmunterungen haben das Zustandekommen dieser Arbeit erst ermöglicht.

Weiterer Dank geht an Priv. Doz. Dr. Hans Ritter, Prof. Dr. Wolfgang Hillebrandt und Prof. Dr. Simon White, die mir die Gelegenheit gaben, diese Dissertation am Max-Planck-Institut für Astrophysik anzufertigen.

Den Diplomphysikern Alexander Heger und Jens Fliegner, den anderen Mitgliedern unserer Arbeitsgruppe, danke ich für die angenehme Zeit, die wir miteinander verbracht haben. Besonders danke ich Alexander für die Entdeckung des 1. Hegerschen Gesetzes, das mir auch bei meiner außeruniversitären Arbeit wertvolle Dienste geleistet hat.

Auch den anderen Mitgliedern des Institutes, die entweder durch Diskussionen, Anregungen und Hilfestellungen oder einfach "nur" durch gemeinsames entspannendes Kaffeetrinken zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben, möchte ich danken.

Diplomphysiker Dr. Johannes Loxen hat einen Teil der Arbeit korrigiert und kommentiert. Sein größter und wichtigster Beitrag ist aber, daß durch seinen Einfluß mein Interesse an der Astrophysik geweckt wurde.

Der größte Dank schließlich gilt meiner Familie, meinen Eltern, die mir das Studium ermöglicht haben, und besonders meiner Frau Bettina für die großartige Unterstützung während der ganzen Zeit.

Lebenslauf

Persönliche Daten:	Hartmut Braun geb. am 28.12.65 in Göttingen verheiratet, eine Tochter
Schulausbildung:	
1972-1973	Grundschule Kassel-Waldau
1973-1976	Paul-Gerhardt-Schule in Meppen
1976-1985	Gymnasium Marianum in Meppen
1985	Abitur
Wehrdienst:	
Juli 1985-September 1986	Grundwehrdienst
Hochschulausbildung:	
Oktober 1986-Juni 1992	Studium der Physik an der Georg-August-Universität in Göttingen. Studienschwerpunkte: Astrophysik, Schwingungsphysik
29. Juni 1992	Diplomprüfung in Physik
Seit Oktober 1993	Promotionsstudium an der Ludwig-Maximilians-Universität in München
Januar 1993-Dezember 1995	Promotionstipendium am Max-Planck-Institut für Astrophysik in Garching
Beruf:	
Seit Januar 1996	Angestellt als Softwareentwickler bei der Elektroniksystem- und Logistik GmbH, München