Zur Metallizitätsabhängigkeit der Entwicklung von Typ Ia Supernova - Vorläufersystemen

Diplomarbeit

vorgelegt von
Andreas Deutschmann
Universität Potsdam

Themensteller: Prof. Dr. Norbert Langer
Zweitgutachter: Prof. Dr. W.-R. Hamann

Potsdam, im September 1998

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Supernovaexplosionen stellen die Endphasen der Entwicklung bestimmter Sterntypen dar. Man unterscheidet spektroskopisch zwei Typen von Supernovae, Typ I und II. Von einer Typ I-Supernova spricht man, wenn deren Spektrum frei von Wasserstofflinien ist. Hingegen findet man in den Spektren von Supernovae des Typ II deutliche Balmerlinien (Minkowski 1941). Die Supernovatypen sind ebenfalls durch ihre Lichtkurven unterscheidbar. So zeigen Typ I-Supernovae nach einem raschen Anstieg der Helligkeit einen schnellen Abfall von etwa 3^{m} in bis zu 40 Tagen, der in ein langsames, exponentielles Ausklingen übergeht. In ihren Spektren findet man u.a. starke Linien von Eisen, Nickel und Magnesium (z.B. Nugent et al. 1995).

Der Abfall der Helligkeit von Typ II-Supernovae erfolgt nicht in dem Maße, wie der des Typs I. Diese reduziert sich um etwa 1^{m} in 20 Tagen. Danach kann im Fall einer Supernova des Typs II-P die Helligkeit über einen Zeitraum von einigen zehn Tagen nahezu konstant bleiben und geht anschließend in ein exponentielles Abklingen über. Im Fall einer Typ II-L-Supernova reduziert sich die Helligkeit in einem Zeitraum von etwa 100 Tagen um rund 5^{m} und mündet, wie in den beiden zuvor beschriebenen Lichtkurven, in ein exponentielles Ausklingen. Die Spektren zeigen Linien von Wasserstoff, Helium und Sauerstoff.

Die unterschiedlichen Beobachtungsbefunde für Supernovae des Typs I und II lassen darauf schließen, daß deren Vorläufersterne unterschiedlicher Natur sind. So ist die Ursache für eine Typ II-Supernova der Kollaps des Eisen/Nickel-Kerns von Sternen, die zu Beginn ihrer Entwicklung massereicher als 8 Sonnenmassen ($\mathrm{M}_\odot$) sind (Woosley & Weaver 1986). Umfangreiche Beobachtungen haben gezeigt, daß es möglich ist, den Supernovatyp I in drei Untergruppen aufzuteilen (Typ Ia,b,c). Man definiert die Subtypen spektroskopisch u.a. nach der Anwesenheit von Heliumlinien. Typ Ia-Supernovae sind duch das Fehlen von Helium- und durch die Anwesenheit von Siliziumlinien gekennzeichnet. Typ Ib-Supernovae sind durch ausgeprägte Heliumlinien charakterisiert. In Ereignissen des Typs Ic fehlen die Heliumlinien völlig (Wheeler & Harkness 1990).

Die Frage, welche Vorläufer zu den Subtypen gehören, ist nicht abschließend geklärt. So gibt es die Vorstellung, daß Ib-Vorläufer Wolf-Rayet-Sterne mit Massen zwischen 4 und $7\,\mathrm{M}_\odot$ sind (Ensman & Woosley 1991). Denkbar ist auch eine Doppelsternentwicklung, in der eine Komponente im Laufe der Entwicklung ihre Wasserstoffhülle an den Begleitstern abgibt (Nomoto & Shigeyama 1991). Für den Typ Ic nimmt man an, daß es sich um wasserstofflose Sterne mit Massen zwischen 3 und $6\mathrm{M}_\odot$ handelt. Die Ursache von Typ Ib und Ic-Supernovaexplosion ist, wie die des Typs II, der Kollaps des Eisen/Nickel-Kerns der Sterne.

Der Typ Ia, in dem es in dieser Arbeit gehen soll, zeigt keine Anzeichen für Wasserstoff und Helium. Aus den Lichtkurven wird geschlossen, daß bei Ausbruch der Supernova etwa $0.6\,\mathrm{M}_\odot$ radioaktives ^{56}Ni gebildet werden. Es gibt drei verschiedene Ansätze, den Typ Ia zu erklären. Alle stimmen in dem Punkt überein, daß es sich dabei um die thermonukleare Zerstörung eines C/O-Weißen Zwerges handelt.

Das erste, heute bevorzugte und in dieser Arbeit verwendete Modell geht dahin (Nomoto 1982), daß ein Stern in einem Doppelsternsystem mit einem Weißen Zwerg als Begleiter im Laufe der Entwicklung sein Rochevolumen ausfüllt und Massentransfer zum Weißen Zwerg einsetzt (Kap. 2). Dieser kann bei geeigneten Massentransferraten ein Ansteigen der Masse des Weißen Zwerges bewirken, in dem das transferierte wasserstoff- oder heliumreiche Material zu Brennen beginnt, und der enstehende Kohlenstoff und Sauerstoff vom Weißen Zwerg akkumuliert wird. Grundsätzlich kann man sich auch akkretierende Helium und Ne-Mg-O-Weiße Zwerge vorstellen. Allerdings weichen die Lichtkurven gerechneter Modellexplosionen stark von den beobachteten ab.

Über die Vorgeschichte solcher Doppelsterne ist bisher wenig bekannt. Einige Vorstellungen gehen dahin, daß sich ein massereicher Stern seiner Wasserstoffhülle entledigt, wenn er während eines instabilen Massentransfers eine gemeinsame Hülle mit dem Begleiter ausbildet und nur der Kern als Weißer Zwerg übrigbleibt. Vor dem Abstoßen der gemeinsamen Hülle verringert sich der Bahnabstand des Systems. Der Begleitstern bleibt weitgehend unbeeinflußt. Das System besteht nun aus einem Hauptreihenstern und einem Weißen Zwerg. Der Bahnabstand ist klein genug, damit der Hauptreihenstern sein Rochevolumen bereits während des zentralen Wasserstoffrennens füllen kann.

Das zweite Modell ist ähnlich dem eben beschriebenen. Ein Weißer Zwerg akkretiert wasserstoff- oder heliumreiches Material von einem Begleitstern. Um den Weißen Zwerg lagert sich eine Heliumschale an, die in den Grenzen bestimmter Akkretionsraten entartet (Woosley & Weaver 1994). Ist die Masse der Heliumschale zum Zeitpunkt ihrer Explosion hinreichend groß und explodiert, läuft eine Schockwelle in den Weißen Zwerg, die im Zentrum Kernfusionen auslöst, die die Ursache für die Supernovaexplosion sind. In diesem Modell ist es nicht notwendig, die Masse des Weißen Zwerges auf die Chandrasekhar-Grenzmasse zu erhöhen. Man spricht daher von einer Sub-Chandrasekhar-Supernova.

Ein drittes, von Iben & Tutukov (1984) vorgeschlagenes Modell, das zur Typ Ia-Supernova führt, ist das Verschmelzen von Weißen Zwergen, deren Gesamtmasse oberhalb der Chandrasekhar-Grenzmasse liegt. Diese bewegen sich unter Abstrahlung von Gravitationswellen aufeinander zu. Die masseärmere Komponente füllt ihr Rochevolumen im Verlauf der Annäherung zuerst, und es setzt ein Materiestrom zur massereicheren Komponente ein. Diese kann, bei Erreichen der Chandrasekhar-Grenzmasse, als Supernova explodieren oder zum Neutronenstern kollabieren. Entscheidend ist hier die Masse des akkretierenden Weißen Zwerges zu Beginn des Materieüberstroms. Dieses Modell hat den Nachteil, daß bisher keine geeigneten Paare von Weißen Zwergen beobachtet wurden, deren Massensumme die Chandrasekhar-Grenzmasse erreicht.

Eine Reihe von Argumenten spricht dafür, daß das von Nomoto (1982) vorgeschlagene Modell bevorzugt in der Natur realisiert wird. So kann die Eisenhäufigkeit in der Galaxis mit Hilfe dieses Modells sehr gut wiedergegeben werden (Yoshii et al 1996). Weiter glaubt man, daß die superweichen Röntgenquellen eine beobachtbares Gegenstück dieses SN Ia-Vorläufertyps darstellen (Li & van den Heuvel 1997). Da bisher nur wenig über SN Ia-Vorläufer bekannt ist und von diesen nur wenige Modellrechnungen existieren (z.B. Li & van den Heuvel 1997, Kobayashi et al. 1998) ist es ein Ziel dieser Arbeit, Hauptreihenstern-Weiße Zwerg-Kombinationen in Abhängigkeit von der Angfangsmasse des Hauptreihensterns, dessen Metallizität, des anfänglichen Bahnabstandes und der Startmasse des Weißen Zwerges zu finden, die zu einer Supernova des Typs Ia führen können.

Supernovae vom Typ Ia sind von besonderem Interesse als Entfernungsindikatoren, sog. Standardkerzen, auf Grund ihrer in erster Näherung gleichen Maximalhelligkeiten.

So kann man mit ihrer Hilfe Entfernungen von Galaxien bis zu einer Rotverschiebung von $z \approx 1$ bestimmen und zur Klärung der Größe der Hubblekonstanten beitragen (Leibundgut 1989). Weiterhin können SN Ia Einschränkungen über die Geometrie des Weltalls liefern (Ruiz-Lapuente & Canal 1998), woraus man Abschätzungen über den Anteil „Dunkler Materie" im Universum gewinnen kann. Supernovae des Typs Ia sind die Hauptproduzenten von Eisen im Universum. Ohne die Kenntnis über die Art und Lebensdauer ihrer Vorläufersysteme ist es nicht möglich, die chemische Entwicklung von Galaxien und großräumigen Strukturen zu verstehen.

In der vorliegenden Arbeit werden in Kapitel 2 die physikalischen Grundlagen des verwendeten Sternentwicklungsprogramms, des Massentransfers sowie der Akkretion und der Physik des Weißen Zwerges besprochen. Im dritten Abschnitt werden Einzelsternrechnungen vorgestellt, die die Voraussetzung zu den in Kapitel 4 durchgeführten Doppelsternsimulationen sind. Weiter werden in Kapitel 4 beobachtbare Eigenschaften der berechneten Doppelsternsysteme analysiert. Der fünfte Abschnitt widmet sich der Entwicklung von Hauptreihensternen während und nach der Massentransferphase. Im sechsten Kapitel werden die in dieser Arbeit ermittelten Parameterräume von SN Ia Vorläufersystemen mit denen anderer Autoren verglichen. Es werden ebenfalls Ausagen über die Lebensdauern dieser Vorläufersysteme analysiert. Kapitel 7 bietet eine Zusammenfassung dieser Arbeit und weist auf weiterführende Aspekte hin.

2 Physikalische Grundlagen

2.1 Das Sternentwicklungsprogramm

Basierend auf einem Sternentwicklungscode von Ober et al. (1983) und El Eid et al. (1983), weiterentwickelt u.a. durch Braun (1997) und Wellstein (1998), für sphärisch symmetrische, hydrodynamische Sternmodelle werden die Gleichungen des Sternaufbaus gelöst. Dabei berechnet man die Dichte ρ, die Temperatur T, den Sternradius r, die Leuchtkraft L_{r} und die Geschwindigkeit v iterativ auf Gitterpunkten $q_{\mathrm{r}} = \frac{m_{\mathrm{r}}}{M}$, den relativen Massenkoordinaten, zu aufeinanderfolgenden Zeitpunkten. Hier ist m_{r} die integrierte Masse vom Sternzentrum ($r = 0$) bis zum Radius r ($r \leq R_*$), R_* ist der Sternradius und M ist die Gesamtmasse des Sterns.

In den Sternmodellen wird auf die Zustandsgleichung des idealen Gases zurückgegriffen, die in weiten Gebieten der Sternentwicklung im hier betrachteten Massenbereich gültig ist. Berücksichtigt wird außerdem der Strahlungsdruck und nicht-relativistische und relativistische Entartung.

Es wird primär auf Opazitätstabellen von Iglesias & Rogers (1996) und Alexander (1994) zurückgegriffen. Wird der in diesen Tabellen angegebene Opazitätsbereich verlassen, stehen sekundär Tabellen von Iglesias et al. (1992), Huebner et al. (1977) und Cox & Steward (1969) zur Verfügung.

Um die Nukleosynthese und die thermonukleare Energieerzeugung zu berechnen, wurde ein Kernreaktionsnetzwerk verwendet, welches 63 Reaktionen berücksichtigt (Wellstein 1998). Sie beinhalten die drei pp-Ketten und den vollständigen CNO-Zyklus.

Durchmischung erfolgt im Stern nur in Gebieten in denen Konvektion auftritt. Konvektion ist eine dynamische Instabilität, deren Auftreten hier durch das Ledoux-Kriterium

$$\frac{d\rho}{dr} > (\frac{\partial\rho}{\partial r})_{\mathrm{adiabatisch}} \tag{1}$$

beschrieben wird. In engem Zusammenhang mit Konvektion steht das sog. konvektive Überschießen. Erfährt ein Volumenelement nahe des Randes eines konvektiven Gebietes eine Beschleunigung, so kann es über die Grenzen, die durch das Ledouxkriterium gegeben sind, hinausschießen. Das konvektive Überschießen ist ein in der Literatur kontrovers diskutiertes Thema. In Anlehnung an Maeder & Meynet (1991) wird in dieser Arbeit ein Overshooting von 0.2 Druckskalenhöhen verwendet (vgl. Kap. 3).

Massenverlust durch Winde vom Hauptreihenstern wird nicht berücksichtigt.

2.2 Massentransfer

Das Rochmodell beschreibt das effektive Potential in einem Doppelsternsystem, welches sich aus den Gravitationspotentialen der beiden Sternmassen und dem Zentrifugalpotential zusammensetzt (Kopal 1978). Damit ein Materieüberstrom einsetzen kann, muß der Begleitstern sein Rochevolumen füllen. Näherungsweise ergibt sich der Rocheradius (Kopal 1978) unter Verwendung des Masseverhältnisses $q = \frac{M_1}{M_2}$, wobei M_1 und M_2 die Massen der Doppelsternmitglieder sind, und ihrem Abstand a unter der Annahme von Kreisbahnen und der Approximation der Sterne als Punktmassen zu

$$R_R \approx a\left(\frac{0.49q^{2/3}}{0.6q^{2/3}+\ln(1+q^{1/3})}\right) \tag{2}$$

Eggleton (1983). Die Massentransferrate setzt sich zusammen aus der Dichte der Materie, der Schallgeschwindigkeit und der Querschnittsfläche des Materiestroms am Lagrange-Punkt L_1:

$$-\dot{M} = \rho_{L_1} v_s Q \tag{3}$$

(Pringle 1985). Da im allgemeinen die Größen ρ_{L_1} und v_s nicht bekannt sind, wird versucht, diese durch andere zu ersetzen (Ritter 1988). So wird die Dichte am L_1 durch die Dichte der Photosphäre des materieabgebenden Sterns und die Schallgeschwindigkeit durch den Ausdruck $v_s^2 = \sqrt{\frac{\Re T_{\mathrm{Phot}}}{\mu}}$ ersetzt, wobei T_{Phot} die Temperatur der Photosphäre und μ das mittlere Molekulargewicht in dieser Schicht sind. Daraus folgt für den Massenverlust des Hauptreihensterns

$$-\dot{M} = \frac{1}{\sqrt{e}}\rho_{\mathrm{Phot}} v_s Q\, e^{(-\frac{R_R - R_*}{H_p})}. \tag{4}$$

Hier sind R_R der Rocheradius und R_* der Radius des Hauptreihensterns. H_p ist die Druckskalenhöhe. Man erkennt, daß die Massentransferrate empfindlich von der Differenz zwischen Roche- und Sternradius abhängt. Daher ist zu erwarten, daß sich die Entwicklungsgeschwindigkeit des Radius des Hauptreihensterns auf die Massentransferrate auswirkt. An dieser Stelle muß noch ein zweiter Effekt berücksichtigt werden. Durch den Massentransfer wird die Photosphäre des Sterns abgetragen, und damit markieren Gebiete erhöhter Dichte die Sternoberfläche. Diese Dichteerhöhung kann bis zu einer Größenordnung betragen und den Massentransfer antreiben.

2.3 Kritische Massentransferraten

Die Abbildungen 1 und 2 zeigen die in dieser Arbeit verwendeten kritischen Akkretionsraten, in deren Grenzen durch Fusion von Wasserstoff und Helium auf der Oberfläche eines C/O-Weißen Zwerges sich dessen Masse, in Abhängigkeit von der Metallizität des Hauptreihensterns und der Anfangsmasse des Weißen Zwerges, erhöhen kann. Der Weiße Zwerg wird während des Massentransfers als Punktmasse approximiert.

Die gestrichelte Linie repräsentiert die Eddington-Akkretionsrate. Zur Eddington-Akkretionsrate gelangt man durch folgenden Gedankengang. Sei L_{Edd} die Eddington-Leuchtkraft des Weißen Zwerges (Böhm-Vitense 1989),

$$L_{\mathrm{Edd}} = \frac{4\pi c G M_{\mathrm{WD}}}{\sigma}, \tag{5}$$

wobei σ der Thomsonstreuquerschnitt, G die Gravitationskonstante, c die Lichtgeschwindigkeit und M_{WD} die Masse des Weißen Zwerges ist. Daraus ergibt sich die Eddington-Akkretionsrate

$$\dot{M}_{\mathrm{Edd}} = \frac{L_{\mathrm{Edd}}}{\epsilon}, \tag{6}$$

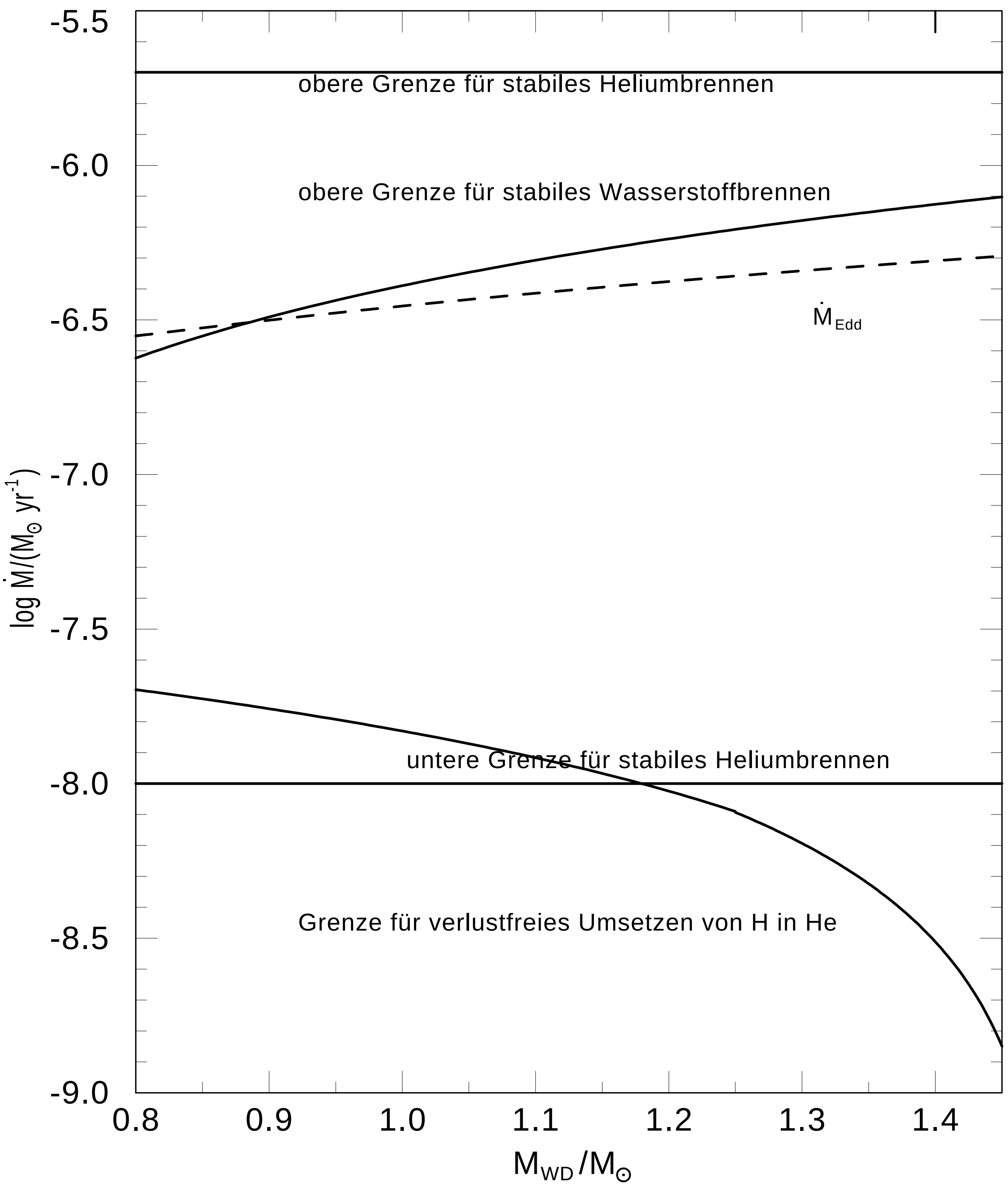

Abbildung 1: In dieser Darstellung sind die kritischen Akkretionsraten abgebildet, innerhalb derer sich Material der Metallizität $Z = 0.02$ auf dem C/O-Weißen Zwerg ansammelt, verbrennt und damit dessen Masse erhöhen kann. Die Grenzen des stabilen Heliumbrennens sind der Arbeit von Nomoto & Kondo (1991), die des Wasserstoffbrennens Kahabka & van den Heuvel (1997) entnommen. Die dargestellten Grenzen beziehen sich auf die jeweilige Anfangsmasse des Weißen Zwerges. Sie sind keine Funktion der aktuellen Masse. Nur die Eddington-Akkretionsrate wird durch die aktuelle Masse des Weißen Zwerges bestimmt.

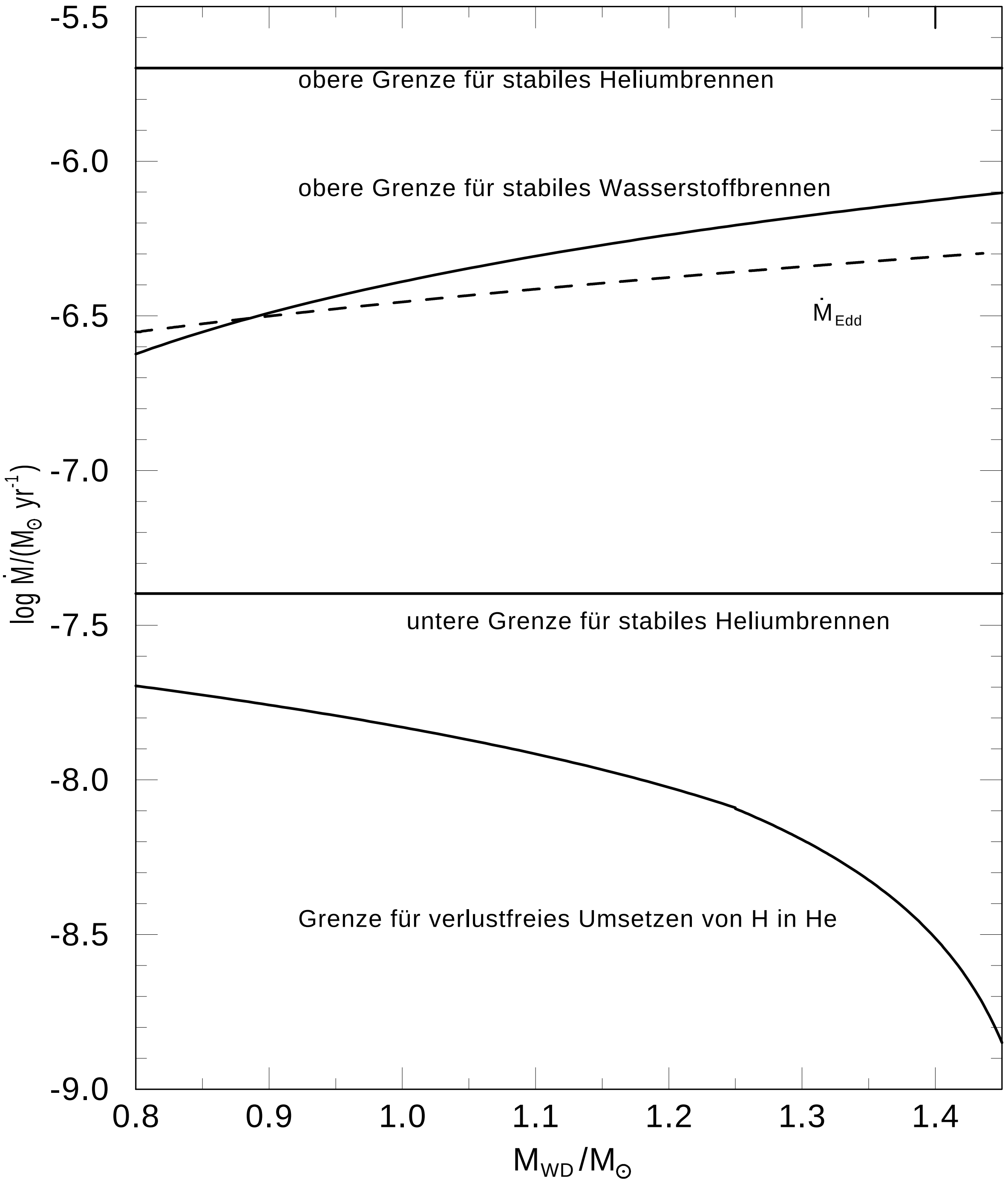

Abbildung 2: In dieser Darstellung sind die kritischen Akkretionsraten abgebildet, innerhalb derer sich Material der Metallizität $Z = 0.001$ auf dem C/O-Weißen Zwerg ansammelt, verbrennt und damit dessen Masse erhöhen kann. Der Unterschied zu Abbildung 1 zeigt sich in der veränderten Lage der unteren Grenze für stabiles Heliumbrennen. Die Grenzen des stabilen Heliumbrennens sind der Arbeit von Nomoto & Kondo (1991), die des Wasserstoffbrennens aus Kahabka & van den Heuvel (1997) entnommen. Auch hier hängt nur die Eddington-Akkretonsrate von der aktuellen Masse des Weißen Zwerges ab.

mit $\epsilon = 7\,10^{18}\frac{\mathrm{erg}}{\mathrm{g}}$ als Energieerzeugungsrate pro Gramm Wasserstoff des CNO-Zyklus. Die Rate der Energiefreisetzung durch Wasserstoffbrennen liegt um zwei Größenordnungen über der durch den Fall von Materie ins Gravitationspotential des Weißen Zwerges entstehenden. Letztere ist damit für die Berechnung von $\dot{\mathrm{M}}_{\mathrm{Edd}}$ vernachlässigbar.

Die Obergrenze für stabiles Wasserstoffbrennen, als auch die Grenze für verlustfreies Umsetzen von Wasserstoff in Helium, ist von Kahabka & van den Heuvel (1997) publiziert worden (siehe auch Abb. 18). Verlustfreies Umsetzen bedeutet hier, daß sich eine Wasserstoffschale um den Weißen Zwerg bildet, entartet, explodiert und Wasserstoff in Helium umsetzt, ohne aber das Helium an den interstellaren Raum abzugeben. Wird diese Grenze unterschritten, wird hier angenommen, daß bei Explosion der Wasserstoffschale das gesamte zuvor akkretierte Material aus dem Doppelsternsystem entweicht. Nach Nomoto (1982) hängen die Grenzen für stabiles Wasserstoffbrennen von der Anfangsmasse des Weißen Zwerges ab. Die Untergrenze des stabilen Wasserstoffbrennens wurde im Programm nicht explizit berücksichtigt.

Überschreitet die Massentransferrate die Eddington-Akkretionsrate oder die Obergrenzen für stabiles Wasserstoff- bzw. Heliumbrennen, wird angenommen, daß vom Weißen Zwerg ein Wind ausgeht, der den Betrag an Materie an den interstellaren Raum abgibt, der oberhalb der kritischen Grenzen liegt (Hachisu et al. 1996). Die jeweilige kritische Grenze wird durch die Anfangsmasse des Weißen Zwerges bestimmt. So setzt bei Weißen Zwergen, deren Massen geringer als $0.9\,\mathrm{M}_{\odot}$ sind, der Wind bei Erreichen der Obergrenze für stabiles Wasserstoffbrennen ein, während bei massereicheren Zwergen der Wind bei Überschreiten der Eddington-Akkretionsrate wirksam wird (vgl. Abb. 1 und 2). Die Effektivität des Windes ist umstritten. So ist nicht genau bekannt, bei welchen Massentransferraten er zusammenbricht. Li & van den Heuvel (1997) nehmen in ihren Rechnungen an, daß der Wind erst bei Akkretionsraten oberhalb von $\sim 10^{-4}\frac{\mathrm{M}_{\odot}}{\mathrm{yr}}$ einbricht und sich unter anhaltender Akkretion ein Roter Riesenstern bildet. In der vorliegenden Arbeit wird angenommen, daß die Massentransferrate das Dreifache der Eddington-Akkretionsrate nicht überschreiten kann. Bei größeren Überstromraten wird die Rechnung abgebrochen. Der Faktor drei wurde willkürlich festgelegt. Es bedarf genauerer Studien von abströmenden, zum Teil optisch dicken Atmosphären Weißer Zwerge, um ein genaueres Bild von der Effektivität des Windes zu erhalten. Der in dieser Arbeit angenommene Faktor drei erscheint allerdings plausibler, als ein Sternwind, der die Eddington-Akkretionsrate betragsmäßig um Größenordnungen übersteigt.

Die obere und untere Grenze für stabiles Heliumbrennen ist der Arbeit von Nomoto & Kondo (1991) entnommen. Es ist zu beachten, daß die Untergrenze von der Metallizität des akkretierten Materials und damit von der Metallizität des Hauptreihensterns abhängt. Innerhalb dieses Bereiches wird Helium in Kohlen- und Sauerstoff verbrannt und erhöht die Masse des C/O-Kerns des Weißen Zwerges. Unterschreitet die Massentransferrate den Bereich des stabilen Heliumbrennens, kann sich im Fall der Akkretion heliumreichen Materials eine Heliumschale um den Weißen Zwerg bilden, die entartet und bei Explosion ihr Material an den interstellaren Raum abgibt.

Die Anfangsmasse des Weißen Zwerges ist nicht nur entscheidend dafür, innerhalb welcher Akkretionsgrenzen der Weiße Zwerg Materie aufsammelt, sie entscheidet auch darüber, ob sich der Weiße Zwerg in eine SN Ia oder in einen Neutronenstern entwickelt. Liegt die Anfangsmasse des Zwerges zu Beginn des Massenüberstroms oberhalb von $1.2\,\mathrm{M}_\odot$, wird der Elektroneneinfang der dominierende physikalische Prozeß. Die entarteten Elektronen stehen nicht mehr zur Verfügung, um gegen die Schwerkraft anzukämpfen. Der Weiße Zwerg kollabiert zum Neutonenstern (Nomoto & Kondo 1991).

2.4 Physik des Weißen Zwerges

Findet Massentransfer auf den Weißen Zwerg innerhalb der kritischen Grenzen statt, kann sich dessen Masse erhöhen. Mit steigender Masse reduziert sich der Radius des Weißen Zwerges. Mit Hilfe des Polytropenmodells (z.B. Emden 1907) kann eine Masse-Radius-Beziehung für Weiße Zwerge abgeleitet werden (Kippenhahn & Weigert 1990). Ein Polytropenmodell ist ein vereinfachtes Sternmodell, in dem es eine Beziehung zwischen Druck und Dichte, $P \sim \rho^\nu$, gibt. Explizit gilt $P = K\rho^{1+\frac{1}{n}}$, wobei K die Polytropenkonstante und n der Polytropenindex ist. Betrachtet man ein nicht-relativistisch entartetes Elektonengas, wird dies durch die Zustandsgleichung

$$P = \frac{h^2}{20 m_\mathrm{P} m_\mathrm{e}} (\frac{3}{\pi m_\mathrm{P}})^{\frac{2}{3}} (\frac{\rho}{\mu_e})^{\frac{5}{3}} \tag{7}$$

mit m_P der Protonenmasse, m_e der Elektronenmasse, h dem Planckschen Wirkungsquantum und μ_e=Nukleonenmasse/Kernladungszahl beschrieben. Daraus wird der Polytropenindex n=$\frac{3}{2}$ gewonnen, der in die allgemeine Form der Masse-Radius-Beziehung .

$$R_\mathrm{WD} \sim M_\mathrm{WD}^{\frac{1-n}{3-n}} \tag{8}$$

eingesetzt wird. Man erhält:

$$R_\mathrm{WD} \sim M_\mathrm{WD}^{-\frac{1}{3}}. \tag{9}$$

Die Proportionalitätskonstane in Gleichung (9) beträgt $2G^{-1}(\frac{3}{8\pi})^{4/3} h^2/(2^{1/3}\mu_\mathrm{e}^{5/3} m_\mathrm{P}^{5/3} m_\mathrm{e})$. Dieser Zusammenhang beschreibt die Radien in einem großen Bereich des Massenspektrums der Weißen Zwerge.

Mit steigender Masse nimmt der Anteil relativistisch entarteter Elektronen zu. Der Zusammenhang zwischen Druck und Dichte geht über in P $\sim \rho^{\frac{4}{3}}$, wie es für ein vollständig relativistisch entartetes Elektronengas gilt. Daraus folgt, daß der Polytropenindex $n \to 3$ geht. Für $n = 3$ findet man einen singulären Zusammenhang zwischen dem Radius des Weißen Zwerges und dessen Masse. Das bedeutet, es existiert eine von diesen Größen unabhängige Masse, die Charasekhar-Grenzmasse M_Ch:

$$M_\mathrm{Ch} = \frac{5.836}{\mu_e^2} \mathrm{M}_\odot. \tag{10}$$

Mit $\mu_\mathrm{e} = \frac{\mathrm{Massezahl}}{\mathrm{Kernladungszahl}}$ folgt für C/O-Weiße Zwerge $\mu_\mathrm{e} = 2$ und daraus eine Chandrasekhar-Grenzmasse von $M_\mathrm{Ch} = 1.44 M_\odot$. Auf Grund von Elektroneneinfängen ist es wahrscheinlich, daß der Weiße Zwerg bereits kurz vor Erreichen der Chandrasekhar-Grenzmasse explodiert.

Die Masse-Radius-Beziehung wurde von zahlreichen Autoren untersucht, so u.a. von Vennes et al. (1995) und Provencal et al. (1998). Die angegebene Relation wird durch diese Arbeiten hinreichend bestätigt.

Der Weiße Zwerg besitzt zu Beginn der Rechnung keinen Drehimpuls. Diese Annahme erscheint in Bezugnahme auf Arbeiten von Heber et al. (1997) und Spruit (1998) gerechtfertigt. Setzt Massentransfer ein und erreicht ein Teilchen die Oberfläche des akkretierenden Weißen Zwerges, wird dessen Drehimpuls auf den Weißen Zwerg übertragen. Der Drehimpuls setzt sich zusammen aus der Masse des auftreffenden Teilchens und der Geschwindigkeit an der Oberfläche des Weißen Zwerges (v_{Kepler}), $L = mR_{\mathrm{WD}}v_{Kepler}$, wobei m die Masse des auftreffenden Teilchens , R_{WD} der Radius des Weißen Zwerges und $v_{\mathrm{Kepler}} = v_{\mathrm{crit}} = \sqrt{\frac{GM_{\mathrm{WD}}}{R_{\mathrm{WD}}}}$ ist. In dieser Arbeit wird angenommen, daß das Trägheitsmoment des Weißen Zwerges dem einer homogenen Kugel entspricht. Weiter wird starre Rotation angenommen. Es folgt für den Drehimpuls des Weißen Zwerges:

$$L = \frac{2}{5} M_{\mathrm{WD}} R_{\mathrm{WD}}^2 \omega. \tag{11}$$

Dabei ist R_{WD} der Radius des Weißen Zwerges und ω dessen Winkelgeschwindigkeit. Wie bereits bei der Behandlung der Masse-Radius-Relation angedeutet, wird bei Annäherung an die Chandrasekhar-Grenzmasse der nach Gleichung (9) berechnete Radius des Weißen Zwerges fehlerbehaftet. Dies überträgt sich auf den Drehimpuls und damit auch auf die Rotationsgeschwindigkeit. So würde der Weiße Zwerg mit steigenden Anteil relativistisch entarteter Elektronen schneller kontrahieren, als es entsprechend der angegebenen Masse-Radius-Relation geschieht. Dies hätte zur Folge, daß die Rotationsgeschwindigkeit stärker ansteigt. Das bedeutet, daß die Weißen Zwerge im verwendeten Modell langsamer rotieren als im Fall einer dem Anteil der relativistisch entarteten Elektronen angepaßten Masse-Radius-Relation.

Setzt Massentransfer ein und liegt noch außerhalb der Grenzen für stabiles Brennen von Wasserstoff, können Novaexplosionen auftreten. In diesem Fall ist das Gesamtsystem Hauptreihenstern-Weißer Zwerg als nicht konservativ zu betrachten. Für den Gesamtdrehimpuls hat das zur Folge, daß auf Grund des Masseverlustes ein gewisser Betrag Drehimpuls aus dem Doppelsternsystem verloren geht. Ebenso verhalten sich Systeme, die windbehaftet sind. Auf den Betrag des "verlorenen" Drehimpulses gelangt man durch folgende kurze Betrachtung. Zunächst trifft die transferierte Materie auf der Oberfläche des Weißen Zwerges auf und gibt ihren Drehimpuls auf diesen ab. Man berechnet nun den spezifischen Drehimpuls des Weißen Zwerges. Durch den Wind oder die Novaexplosionen wird nun der Drehimpuls abgeführt, der der Masse des abzutragenden Materials multipliziert mit dem spezifischen Drehimpuls entspricht.

Da auf der Oberfläche des Weißen Zwerges Wasserstoff zu Helium auf Basis des CNO-Zyklus verbrannt wird, kann dessen Leuchtkraft wie folgt berechnet werden:

$$L = \epsilon \dot{M}_{\mathrm{WD}}. \tag{12}$$

An dieser Stelle muß erwähnt werden, daß Systeme mit Wind einen Teil ihrer Leuchtkraft dadurch verlieren, daß ein Teil der Photonen dazu benötigt wird, um den Wind zu beschleunigen. Allerding ist der Effekt vernachlässigbar und beträgt z.B. bei System 54y (siehe Anhang1) 2% der Röntgenleuchtkraft. Da der Radius des Weißen Zwerges bekannt ist, kann aus dem Stefan-Boltzmann-Gesetz dessen Oberflächentemperatur bestimmt werden:

$$L = \epsilon \dot{M}_{\mathrm{WD}} = 4\pi R_{\mathrm{WD}}^2 \sigma T^4, \tag{13}$$

$$\Rightarrow T = (\frac{\dot{M}_{\mathrm{WD}}\epsilon}{4\pi R_{\mathrm{WD}}^2\sigma})^{\frac{1}{4}}. \tag{14}$$

Es sind dabei σ die Stefan-Boltzmann-Konstante und R_{WD} der Radius des Weißen Zwerges. Die Anwendung des Wienschen Verschiebungsgesetzes

$$\lambda = \frac{0.288}{T}\mathrm{cm} \tag{15}$$

liefert die Wellenlänge der maximalen Strahlungsintensität.

3 Einzelsternrechnungen

Zunächst wurden mit dem Doppelsternprogramm Einzelsternrechnungen durchgeführt. Es wurden mit dem Ziel, den Mischungswegparameter zu eichen, Modelle eines $1\mathrm{M}_\odot$ Sterns der Metallizität $Z=0.02$ gerechnet. Die mit verschiedenen Mischungswegparametern erhaltenen Sternentwicklungssequenzen wurden mit der Arbeit von Truck-Chieze et al. (1993) verglichen. Überprüft wurden die Entwicklung von Temperatur und Leuchtkraft im Hertzsprung-Russell-Diagramm, sowie die Häufigkeiten von ^{6}Li, ^{7}Li, ^{9}Be, ^{12}C, ^{13}C, ^{14}N in Abhängigkeit von der Massenkoordinate von einem Stern im Alter der Sonne. Das Modell, das die beste Übereinstimmung mit der Temperatur-Leuchtkraft-Entwicklung und dem chemischen Profil eines Sterns im Sonnenalter zeigte, lieferte den Mischungswegparameter. Dieser konnte mit $\ell/H_\mathrm{p}=2.30$ festgelegt werden (ℓ ist der Mischungsweg) und fand in allen folgenden Rechnungen Verwendung.

Es mußte die Frage geklärt werden, ob Sterne mit oder ohne konvektives Überschießen gerechnet werden sollten. In den letzten Jahren verdichteten sich die Argumente, die auf ein konvektives Überschießen im Sternzentrum hinweisen. So zeigen Maeder & Meynet (1991), daß Entwicklungsrechnungen, in denen konvektives Überschießen Berücksichtigung fanden, die Isochronen junger Sternhaufen besser wiedergeben, als solche, in denen konvektives Überschießen vernachlässigt wurde. Aus diesem Grund wurden im Folgenden nur Rechnungen mit konvektivem Überschießen ausgeführt. Damit mußte im zweiten Schritt der Parameter des konvektiven Überschießens kalibriert werden. Die berechneten Tracks wurden mit Schaller et al. (1992) verglichen und damit ein Überschießen von 0.20 Druckskalenhöhen festgelegt.

Die Arbeit von Li & van den Heuvel (1997) gibt einen Überblick über den möglichen Massenbereich der für unsere Studie in Frage kommenden Hauptreihensterne. Ausgehend von Sternmodellen auf der Alter-Null-Hauptreihe wurden nun Entwicklungsrechnungen von Einzelsternen der Metallizitat $Z=0.02$ und $Z=0.001$ durchgeführt. Abb. 3 zeigt Entwicklungswege von Sternen solarer Metallizität und den entsprechenden Vergleichstracks aus Schaller et al. (1992). Analog sind Entwicklungswege von Sternen der Metallizität Z=0.001 in Abb. 4 dargestellt. Der Vergleich der berechneten Sternentwicklungwege mit Schaller et al. (1992) dient der Kontrolle der Qualität der Sternentwicklungsrechnung. Den Einzelsternrechnungen konnten die Radien der Sterne zu Beginn und zum Ende des zentralen Wasserstoffbrennens entnommen werden. Der Verlauf der Radiusentwicklung ist für Sterne beider Metallizitäten in Abb. 5 und 6 dargestellt.

Der Sternradius beim Ausfüllen des Rochevolumens ist direkt proportional zum Abstand der Doppelsternkomponenten. Setzt man den Sternradius dem Rocheradius in Gleichung (2) gleich, erhält man damit den zu einem Sternradius gehörenden Abstand. Da die Radien der Sterne zu Beginn und am Ende des zentralen Wassertoffbrennens bekannt sind, kann man somit Systemparameter bestimmen, bei denen das Einsetzen des Massentransfer zu Beginn bzw. am Ende des zentralen Wasserstoffbrennens erfolgt.

Vergleicht man die Dimensionen der Sterne, fällt auf, daß Sterne der Metallizität $Z=0.02$ bereits bei Einsetzen des zentralen Wasserstoffbrennens größere Radien besitzen als Sterne mit $Z=0.001$. Dies setzt sich fort bis zum Ende des zentralen Wasserstoffbrennens. So hat ein $2\mathrm{M}_\odot$ Stern der Metallizität $Z=0.02$ zu Beginn des zentralen Wasserstoffbrennens einen Radius von $1.65\,\mathrm{R}_\odot$, während ein Stern derselben

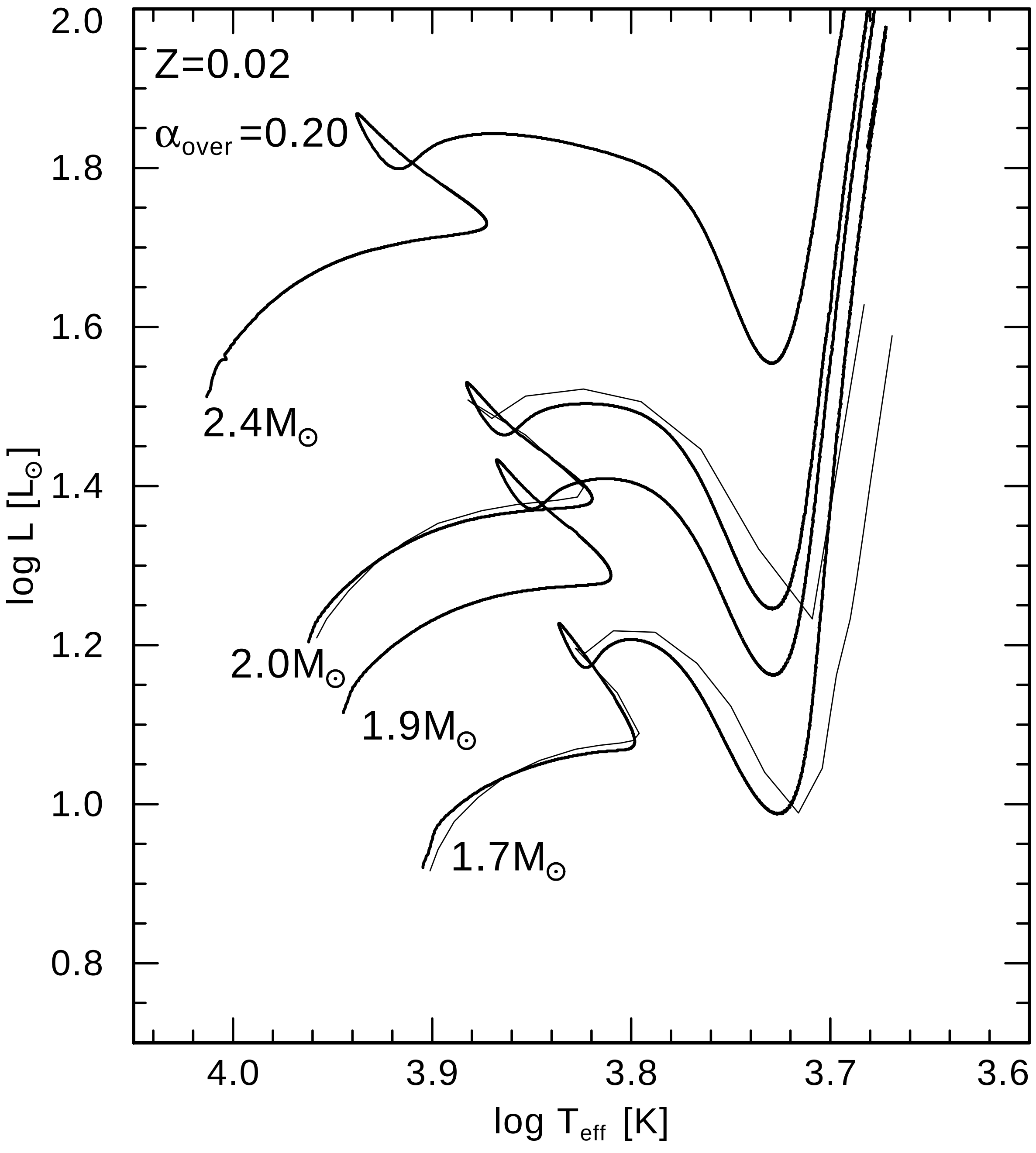

Abbildung 3: Entwicklungswege für Sterne der Massen 2.4, 2.0, 1.9 und 1.7 $M_\odot$ der Metallizität $Z = 0.02$ vom Beginn des zentralen Wasserstoffbrennens bis ins Gebiet der Roten Riesen. Die dünn gezeichneten Tracks sind der Arbeit von Schaller et al. (1992) entnommen.

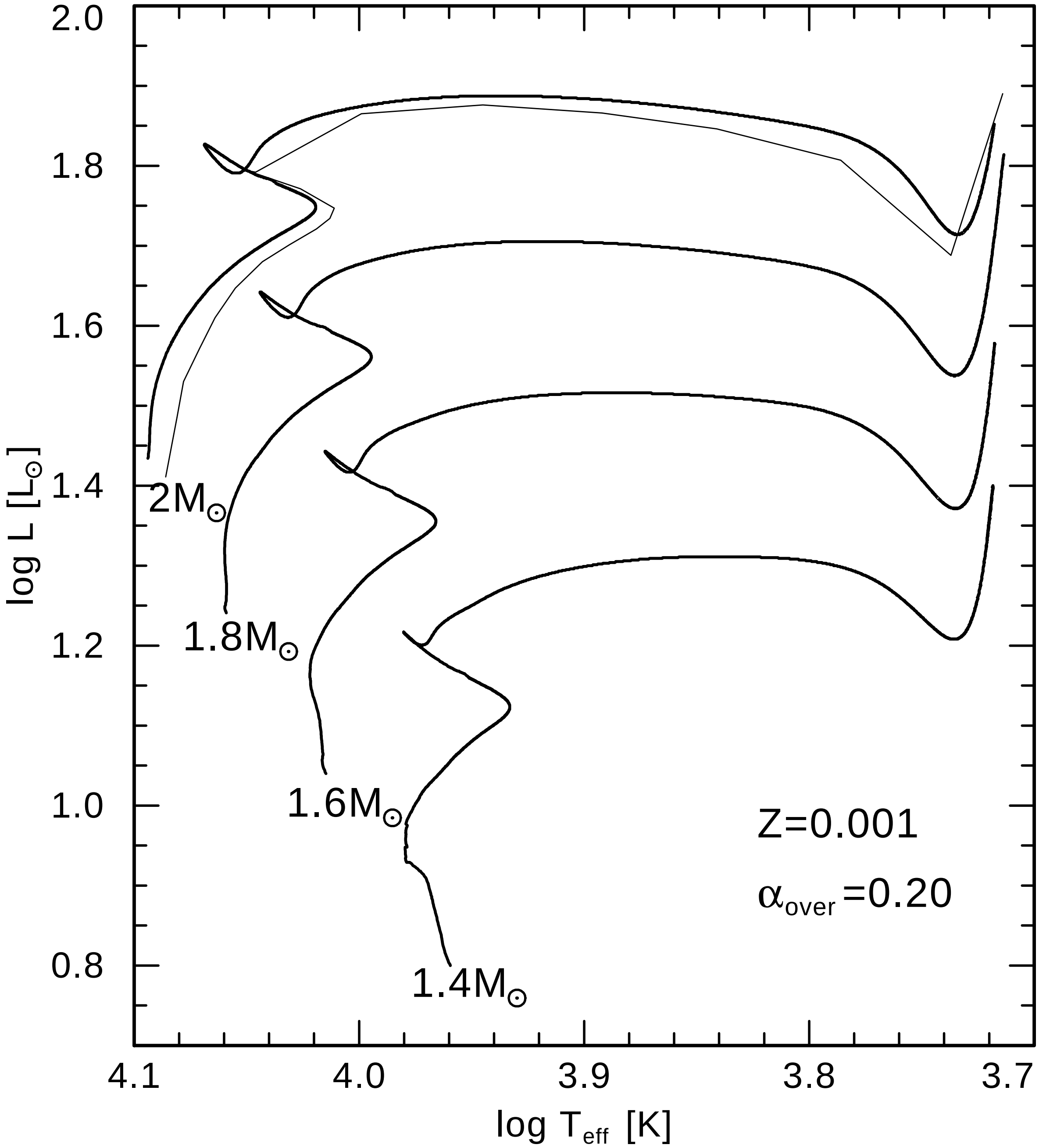

Abbildung 4: Entwicklungswege für Sterne der Massen 2.0, 1.8, 1.6, 1.4 $M_\odot$ der Metallizität Z=0.001 vom Beginn des zentralen Wasserstoffbrennens bis ins Gebiet der Roten Riesen. Der dünn gezeichnete Track ist der Arbeit von Schaller et al. (1992) entnommen.

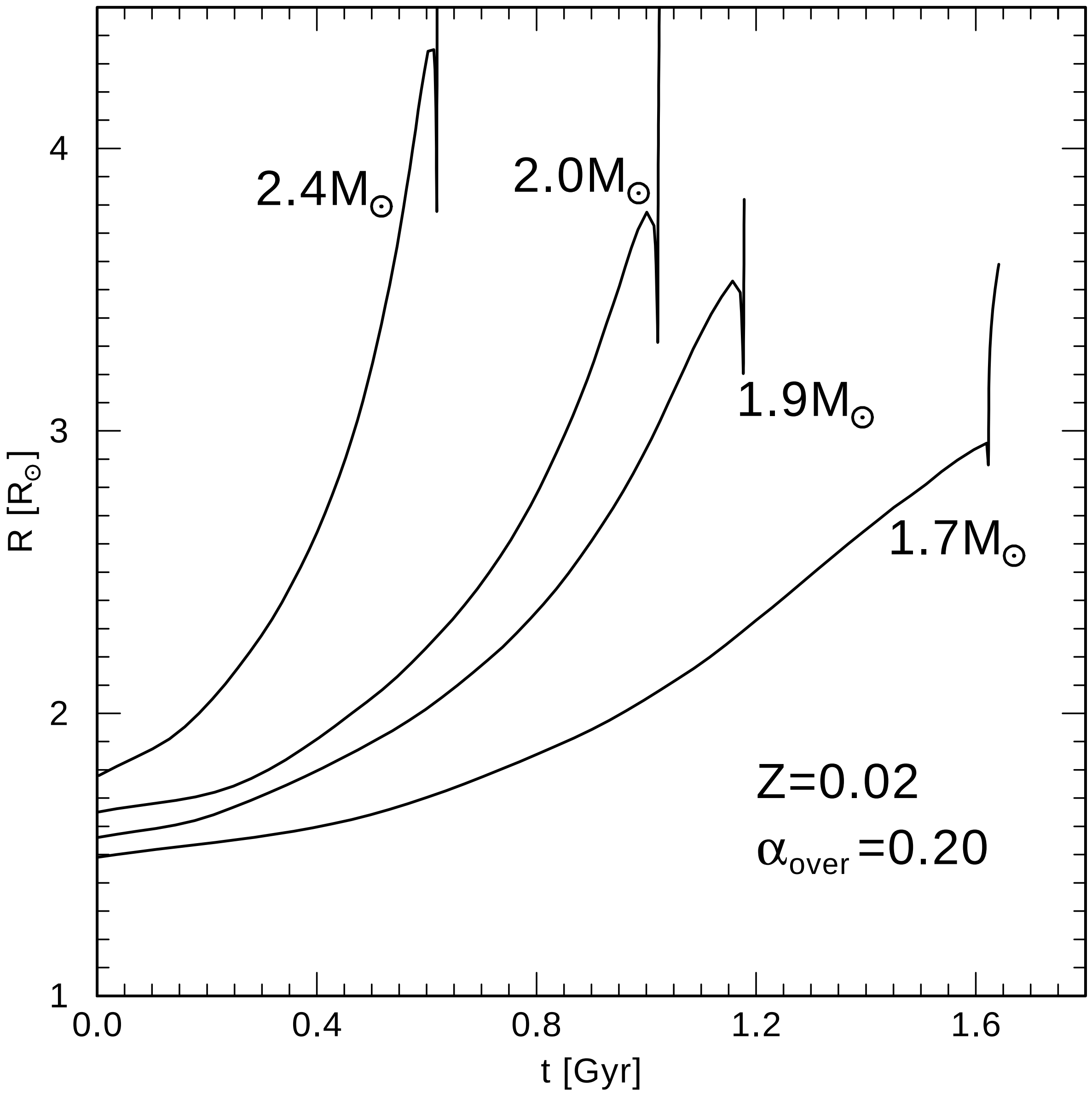

Abbildung 5: Entwicklung des Radius von Sternen der Metallizität $Z = 0.02$ als Funktion der Zeit vom Beginn des zentralen Wasserstoffbrennens bis zur Entwicklung ins Gebiet der Roten Riesen.

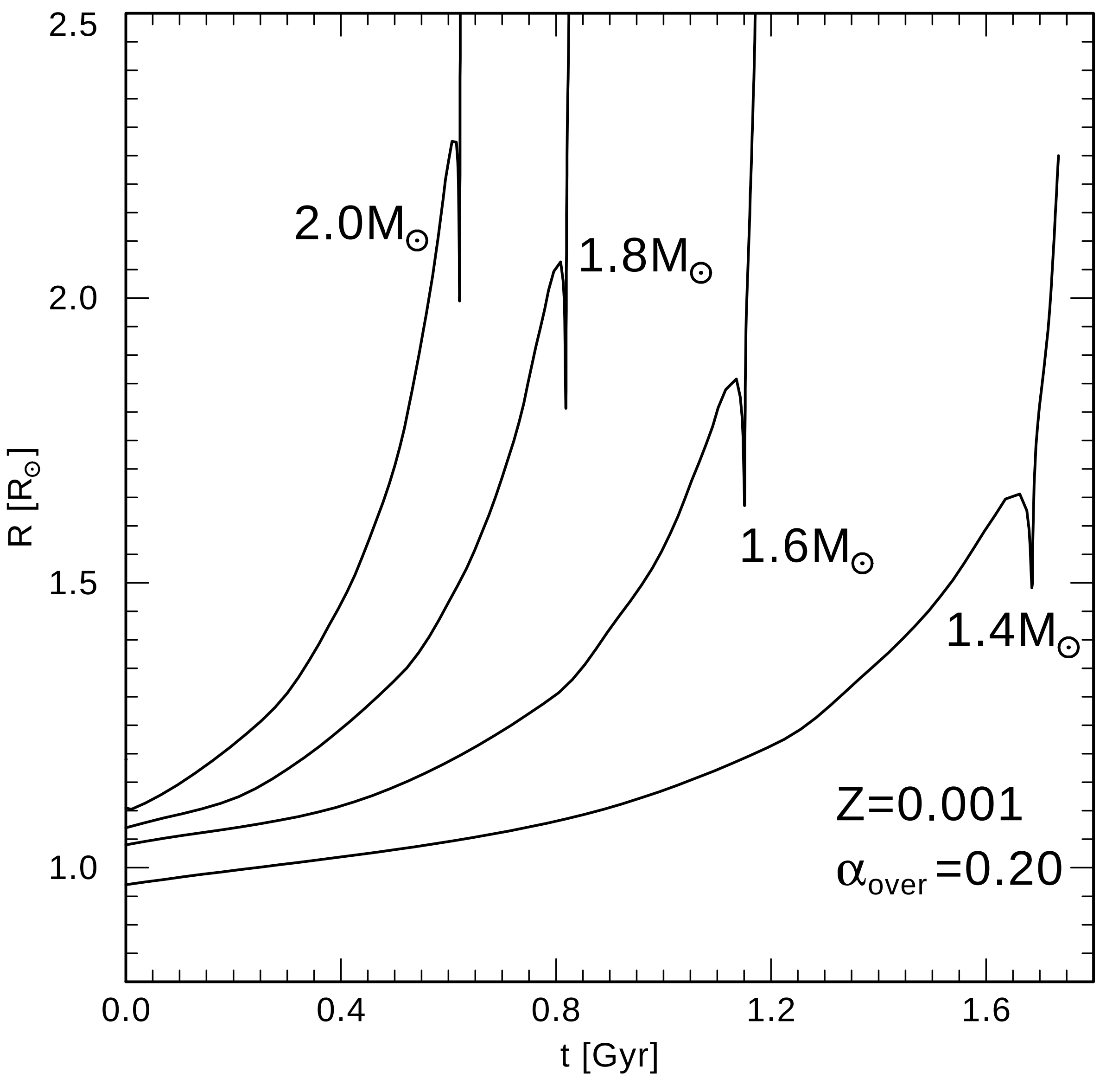

Abbildung 6: Entwicklung des Radius von Sternen der Metallizität $Z = 0.001$ als Funktion der Zeit vom Beginn des zentralen Wasserstoffbrennens bis zur Entwicklung ins Gebiet der Roten Riesen.

Masse aber der Metallizität $Z = 0.001$ einen Radius von $1.1\,R_{\odot}$ besitzt. Zum Ende der Hauptreihenentwicklung wird der Radiusunterschied noch deutlicher. Der Stern der Metallizität Z=0.02 erreicht $4.2\,R_{\odot}$, der Stern der Metallizität $Z = 0.001$ $2.3\,R_{\odot}$. Daraus folgt, daß Systeme mit Hauptreihensternen der Metallizität $Z = 0.02$ größere Anfangsbahnabstände besitzen als Systeme, in denen die Metallizität des Hauptreihensterns $Z = 0.001$ beträgt.

4 Doppelsternrechnungen

4.1 Beispielrechnung

An dieser Stelle soll eine typische Rechnung beispielhaft vorgestellt werden, um einen Eindruck von der Entwicklung eines Systems während des Massentransfers zu vermitteln. Betrachtet wird ein System, das anfänglich aus einem Hauptreihenstern der Masse $1.8\,\mathrm{M}_\odot$ (Metallizität $\mathrm{Z} = 0.02$) und einem Weißen Zwerg der Masse $1.0\,\mathrm{M}_\odot$ besteht (System Nr. 11y; siehe Anhang A). Der anfängliche Bahnabstand betrug $4.5\,10^{11}$cm $= 6.47\,\mathrm{R}_\odot$. Abbildung 7 zeigt den Verlauf der Akkretionsrate in Abhängigkeit von der Masse des Weißen Zwerges. Man erkennt, daß mit Überschreiten der Grenze für verlustfreies Umsetzen von Wasserstoff in Helium die Masse des Weißen Zwerges zu steigen beginnt. Das System stößt während der gesammten Entwicklung an keine kritische Obergrenze, daß heißt, daß nach Erreichen der Grenze für verlustfreies Umsetzen von Wasserstoff in Helium keine Materie durch Wind aus dem Doppelsternsystem verloren wurde.

Die Entwicklung weiterer Parameter des Systems sind in den Abb. 8 bis 12 dargestellt. So ist in Abb. 8 der Verlauf der Massentransferrate als Funktion der Zeit abgebildet. Es ist deutlich, daß der Materieüberstrom zunächst langsam einsetzt, eine Phase schnellen Anstiegs durchläuft, sein Maximum erreicht und wieder abklingt. Die Zeit vom Einsetzen des Massentransfers bis zur Supernovaexplosion beträgt $6.5\,10^6$ Jahre.

In der Abbildung 10 wird verfolgt, wie sich die Massentransferrate als Funktion der Masse des Hauptreihensterns entwickelt. Bis zum Erreichen der maximalen Überstromrate verliert der materieabgebende Stern $0.1\,\mathrm{M}_\odot$. Während des maximalen Massentransfers wird eine Masse von $0.15\,\mathrm{M}_\odot$ vom Hauptreihenstern auf den Weißen Zwerg übertragen. Danach sinkt der Massenüberstrom. Bei $1.35\,\mathrm{M}_\odot$ (Masse des Hauptreihensterns) kommt es zur Typ Ia-Supernova. Träte diese nicht ein, so könnte der Hauptreihenstern noch $0.14\,\mathrm{M}_\odot$ abgeben, bevor die Massentransferrate die kritische Grenze unterschreitet. Der Materiestrom sinkt bis auf $4\,10^{-10}\,\mathrm{M}_\odot/\mathrm{yr}$ ab und bleibt konstant (Abb. 9). In Abbildung 11 erkennt man, daß das Akkumulieren des transferierten Materials langsam beginnt, sich dann auf Grund der steigenden Massentransferrate beschleunigt, bis der Weiße Zwerg $1.3\,\mathrm{M}_\odot$ erreicht und sich mit fallender Überstromrate wieder verlangsamt, bis schließlich die Chandrasekhar-Grenzmasse erreicht wird. Abbildung 12 zeigt wie sich der Abstand zwischen den Mitgliedern des betrachteten Doppelsternsystems entwickelt. Deutlich erkennt man die Reduzierung der Distanz auf Grund des Übertrags von Materie vom massereicherem Hauptreihenstern auf den Weißen Zwerg.

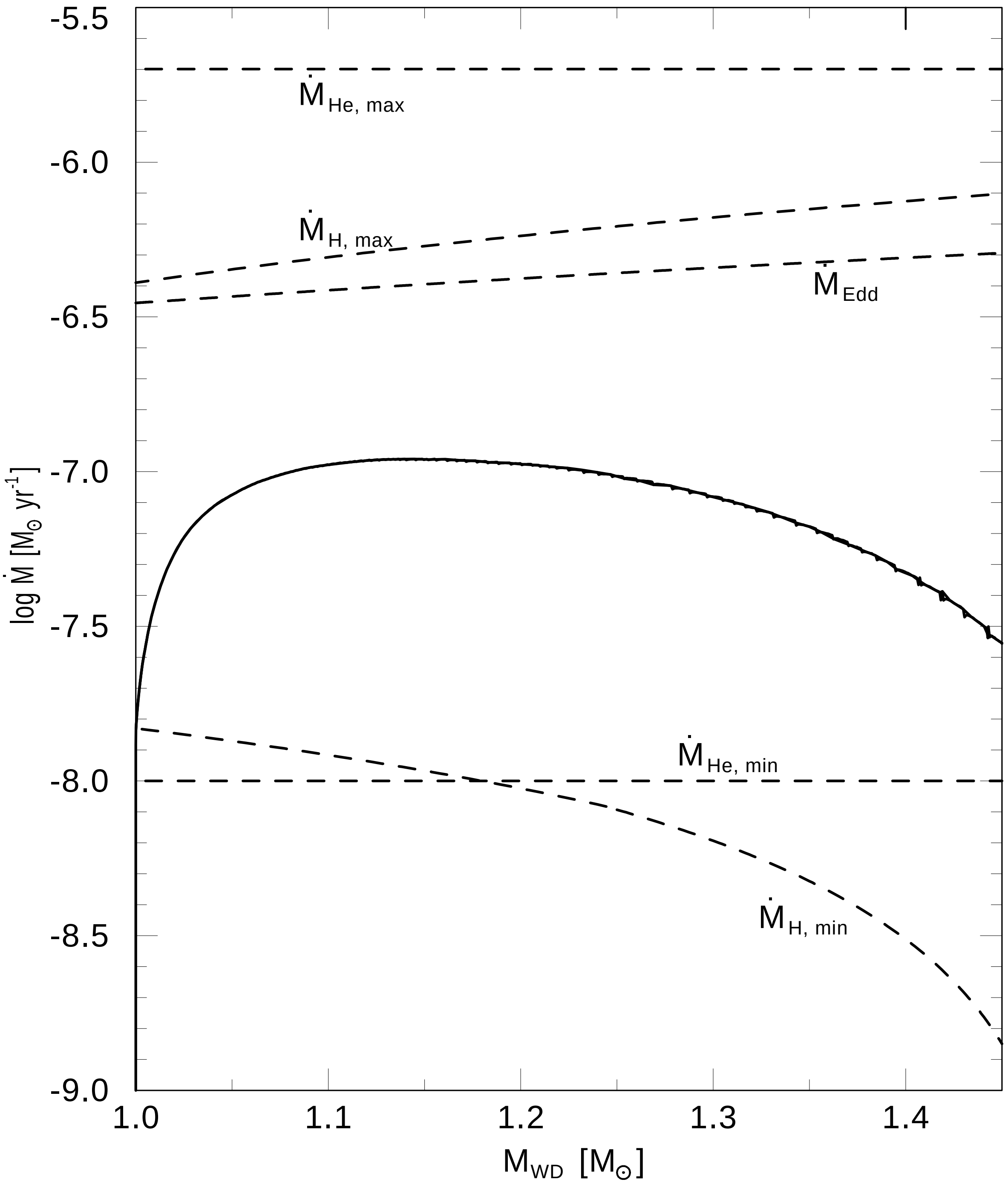

Abbildung 7: Entwicklung der Massentransferrate als Funktion der Masse des Weißen Zwerges. Die Anfangsmasse des Hauptreihensterns betrug $1.8\,M_\odot$, die Metallizität $Z = 0.02$. Man erkennt, daß sich das System 11y innerhalb der Grenzen für stabiles Helium- und Wasserstoffbrennen bewegt (vgl. Abb. 1). Die eingezeichneten kritischen Grenzen sind bis auf die Eddington-Akkretionsrate keine Funktion der aktuellen Masse des Weißen Zwerges.

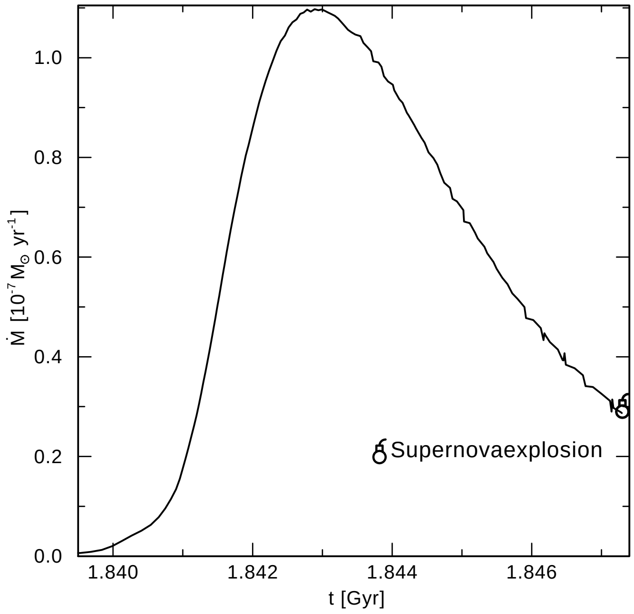

Abbildung 8: Entwicklung der Massentransferrate mit der Zeit für das Systems 11y, von Beginn des Massentransfers bis zur Supernovaexplosion. Man erkennt, ein langsames Einsetzen des Massentransfers, der nach einer starken Beschleunigung sein Maximum erreicht, über kurze Zeit konstant bleibt und danach wieder abfällt. Der Zeitpunkt der Supernovaexplosion ist gekennzeichnet.

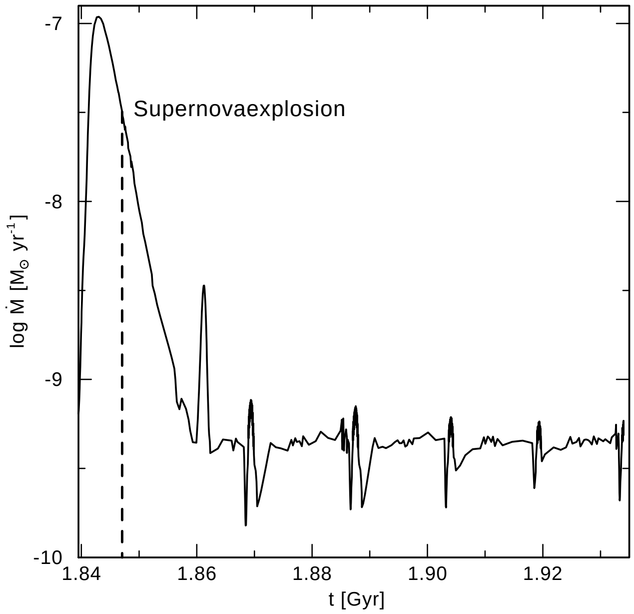

Abbildung 9: Diese Darstellung zeigt, wie sich die Massentransferrate als Funktion der Zeit entwickelt. Betrachtet wird das System Nr. 11y, daß aus einem Hauptreihenstern der Anfangsmasse $1.8\,M_\odot$ ($Z = 0.02$) und einem Weißen Zwerg der Startmasse $1.0 M_\odot$ besteht. Die Abbildung beginnt mit dem Einsetzen des Materieüberstroms und wurde über den Zeitpunkt der Supernovaexplosion hinaus verfolgt. Man erkennt, daß der Massentransfer nicht vollständig stoppt, sondern sich auf konstantem Level einpegelt. Der Zeitpunkt der Explosion ist durch eine gestrichelte Linie gekennzeichnet (vgl. Abb. 8). Die Ursache des Rauschens bei kleinen Akkretionsraten wurde nicht untersucht.

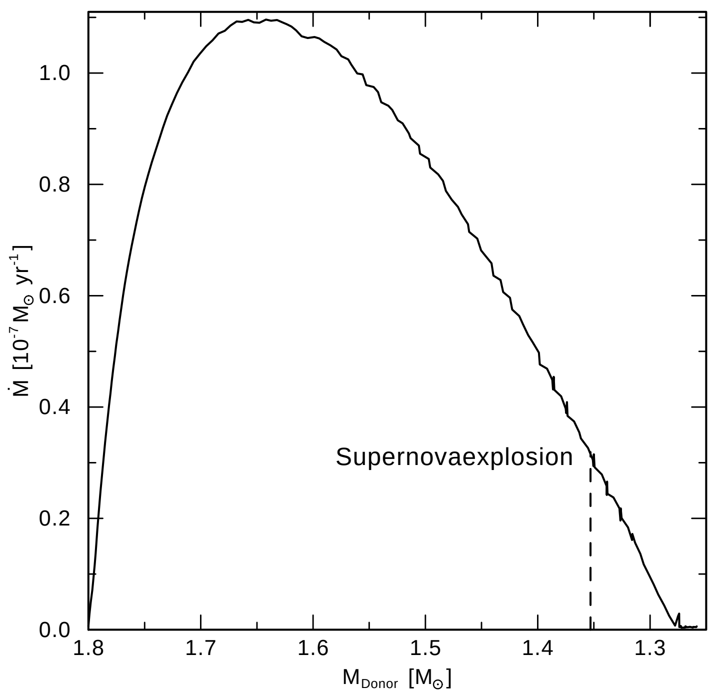

Abbildung 10: In dieser Abbildung ist die Entwicklung der Massentransferrate in Abhängigkeit von der Masse des Hauptreihensterns des Systems Nr. 11y dargestellt. Es ist zu erkennen, daß, sollte das Supernovaereignis nicht eintreten, vom Hauptreihenstern noch $0.1\,M_\odot$ wasserstoffreichen Materials an den Weißen Zwerg transferiert werden könnte, uns dessen Masse zu erhöhen. Der Zeitpunkt der Supernova ist wie in Abb. 9 durch eine gestrichelte Linie gekennzeichnet. Der letzte dargestellte Zeitpunkt entspricht einem Systemalter von $1.93\,10^9$ Jahren.

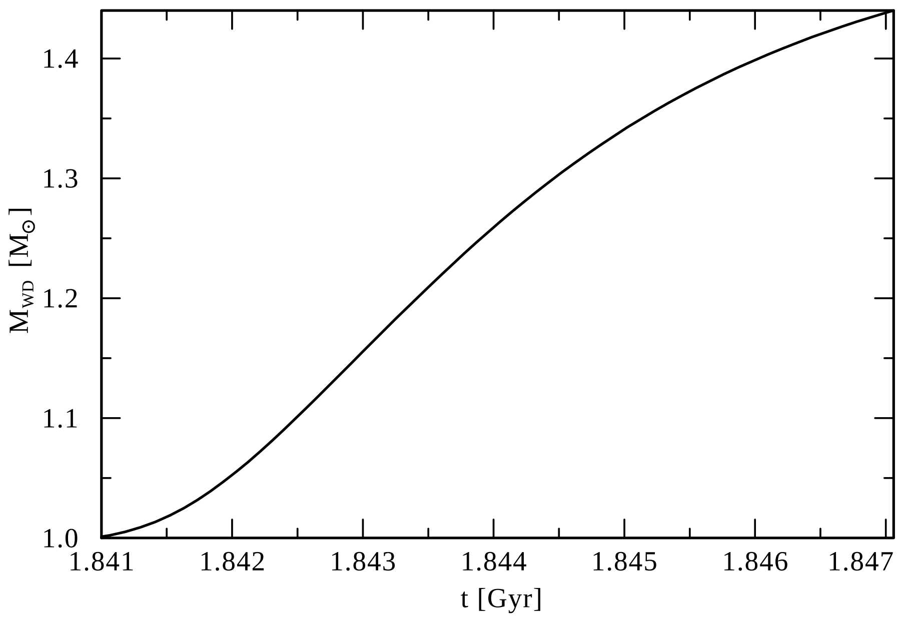

Abbildung 11: Diese Abbildung illustriert den Massenzuwachs des Weißen Zwerges als Funktion der Zeit für System 11y vom Beginn des Massentransfers bis zur Supernovaexplosion.

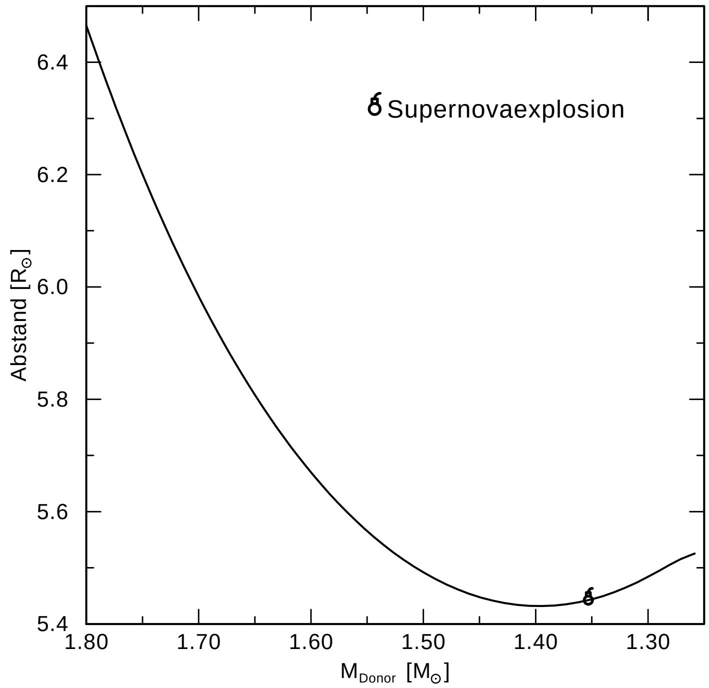

Abbildung 12: Entwicklung des Abstandes zwischen den Komponenten des Systems Nr. 11y als Funktion der Masse des Hauptreihensterns. Der Graph in dieser Abbildung endet zu dem Zeitpunkt, an dem das System die untere Grenze für stabiles Heliumbrennen unterschreitet.

4.2 Abhängigkeit der Massentransferrate vom Abstand der Doppelsternkomponenten

Es war zu untersuchen, ob die maximal erreichte Massentransferrate signifikant mit dem anfänglichen Abstand der Doppelsternmitglieder variiert. Dazu wurde ein System ausgewählt, bestehend aus einem $2\,M_\odot$ Hauptreihenstern der Metallizität $Z = 0.02$ und einem Weißen Zwerg mit der Anfangsmasse $1\,M_\odot$. Prinzipiell hätte auch jedes andere Hauptreihenstern-Weißer Zwerg-System zur Untersuchung der Fragestellung herangezogen werden können. Abb. 13 ist zu entnehmen, daß eine starke Abhängigkeit der maximalen Massenüberstromrate von der anfänglichen Distanz der Komponenten existiert. Untersucht man Systeme gleicher Metallizität mit Anfangszwergmassen von $0.8M_\odot$, stößt man auf ein widersprüchliches Verhalten. So zeigt das System 33y eine größere maximale Massentransferrate als das System 32y. Ebenso verhält sich das System 35y zu 34y. Vergleicht man 33y mit 34y, nimmt die maximale Überstromrate mit zunehmendem Anfangsbahnabstand wieder ab. Ähnlich verhalten sich die Systeme 40n bis 45y. Wechselt man zur Metallizität $Z = 0.001$, ist bei beiden Zwergmassen erkennbar, daß die maximale Massentransferrate mit zunehmender Anfangbahnperiode zunimmt.

Warum die Effekte für verschiedene Metallizitäten in unterschiedliche Richtungen laufen und warum Systeme mit $Z = 0.02$ und Weißen Zwergen der Anfangsmasse $0.8\,M_\odot$ ein uneinheitliches Verhalten zeigen, ist bisher noch unverstanden. Man kann erwarten, daß sich der beobachtete Effekt dahingehend auswirkt, daß Systeme mit anfänglich großen Komponentenabständen auf Grund ihrer kleineren maximalen Massentransfer-

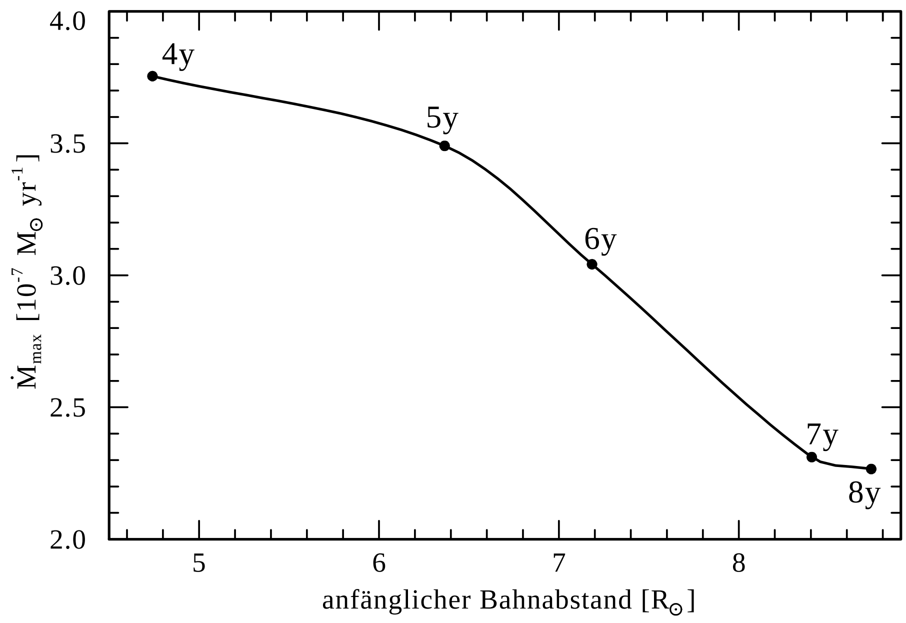

Abbildung 13: Abhängigkeit der maximalen Massentransferrate vom anfänglichen Abstand der Doppelsternkomponenten für Systeme mit $Z = 0.02$, in denen der Hauptreihenstern eine Anfangsmasse von $2\,M_\odot$ und der Weiße Zwerg $1M_\odot$ besitzt.

rate ($Z = 0.02$) seltener in eine SN Ia entwickeln. In Systemen mit Hauptreihensternen der Metallizität $Z = 0.001$ wird der gegenteilige Effekt auftreten. Hier werden Systeme mit kleinen anfänglichen Bahnabständen wahrscheinlich keine SN Ia hervorbringen. Mittelt man die maximalen Massentransferraten von Hauptreihensternen einer Masse in verschiedenen Anfangsbahnabständen, und vergleicht anschließend die maximalen mittleren Massentransferraten unterschiedlicher Hauptreihensternmassen, findet man, daß mit abnehmender Hauptreihensternmasse die mittlere maximale Massentransferrate sinkt. Man wird im unteren Massenspektrum von Hauptreihensternen Systeme finden, in denen Massentransfer auftritt, die Masse des Weißen Zwerges aber nicht auf Chandrasekhar-Grenzmasse erhöht werden kann.

4.3 Systeme mit $M_{WD} = 1M_\odot$

4.3.1 Hauptreihensterne mit Z=0.02

In Anlehnung an die Studie von Li & van den Heuvel (1997) wurden zuerst Systeme bestehend aus Hauptreihensternen der Metallizität $Z = 0.02$ in Kombination mit Weißen Zwergen der Masse $1\,M_\odot$ gerechnet. Begonnen wurde mit den in Kapitel 4.2. beschriebenen Systemen 4y bis 8y. Die Anfangsbahnabstände der Doppelsternkomponenten wurden auf die in Kapitel 3 beschriebene Weise gewählt. Nachdem sich zeigte, daß diese Systeme zur SN Ia führten, wurden systematisch massereichere Hauptreihensterne verwendet. Da die maximale Massentransferrate mit zunehmendem Anfangsbahnabstand abnimmt, wurde überprüft, ob ein System mit der anfänglichen Hauptreihensternmasse $2.1\,M_\odot$ bei maximalem Bahnabstand zur Supernova führt, mit positivem Ergebnis. Danach wurden Systeme mit anfänglichen Hauptreihensternmassen von $2.3\,M_\odot$ mit minimal und maximal möglichem Bahnabstand gerechnet. Minimaler Bahnabstand bedeutet hier, daß der Massentransfer bereits zu Beginn des zentralen Wasserstoffbrennens einsetzt. Maximaler Abstand bedeutet, daß der Massentransfer am Ende des zentralen Wasserstoffbrennens einsetzt. Beide Systeme lieferten eine SN Ia. In beiden Systemen trat ein vom Weißen Zwerg ausgehender Wind auf. Daraufhin wurde die Startmasse des Hauptreihensterns auf $2.4\,\mathrm{M}_{\odot}$ erhöht. In diesem Modell, das den Massentransfer zum Ende des zentralen Wasserstoffbrennens entwickelt, wurde die dreifache Eddington-Akkretionsrate überschritten und daraufhin die Rechnung abgebrochen. Da die maximale Massentransferrate zu kleineren Anfangsbahnabständen größer wird, kann ausgeschlossen werden, daß unter den im Programm realisierten Annahmen Hauptreihensterne, die anfänglich massereicher als $2.3\,\mathrm{M}_{\odot}$ sind, in Kombination mit Weißen Zwergen der Anfangsmasse $1\,\mathrm{M}_{\odot}$ zur Typ Ia-Supernova führen (vgl. Abb. 14).

Nachdem die Obergrenze von Anfangsmassen möglicher Hauptreihensterne ermittelt wurde, konnte mit der Suche nach der Untergrenze begonnen werden. Dazu wurden zunächst Systeme mit anfänglichen Hauptreihensternmassen von $1.8\,\mathrm{M}_{\odot}$ mit Massentransfer zu Beginn und Ende des zentralen Wasserstoffbrennens gerechnet. Es zeigte sich, daß das Modell mit maximalem Bahnabstand nicht zu einer SN Ia führte, während sich das bei minimalem Abstand in eine Typ Ia-Supernova entwickelte. Ausgehend vom Modell mit anfänglich geringem Bahnabstand wurden nun Systeme mit größeren Anfangsbahnperioden gerechnet. Alle lieferten eine SN Ia. Im Fall des Systems 14p ist nicht klar, ob es zu einer Entwicklung in eine SN Ia kommt, da der Weiße Zwerg die Chardasekhar-Grenzmasse knapp nicht erreicht.

Analog wurden Hauptreihensterne geringerer Massen behandelt. Es zeigte sich, daß die Untergrenze für Hauptreihensterne der Metallizität $Z = 0.02$ mit Weißen Zwergen als Begleitstern der Anfangsmasse $1\,\mathrm{M}_{\odot}$ bei $1.74\,\mathrm{M}_{\odot}$ liegt. Es wird darauf hingewiesen, daß die Obergrenze Unsicherheiten in der Effektivität des Windes in sich birgt. Ähnlich verhält sich die Untergrenze, da letztlich nicht sicher ist, bei welchen Akkretionsraten Novaexplosionen das Material auf dem Weißen Zwerg belassen bzw. in den interstellaren Raum abgeben.

Da für Wasserstoffakkretionsraten oberhalb $10^{-7}\mathrm{M}_{\odot}/\mathrm{yr}$ sicher angenommen werden kann, daß keine Novaexplosionen akkretiertes Material vom Weißen Zwerg entfernen, wurden die Massen berechnet, die der Weiße Zwerg akkretiert, solange die Akkretionsrate den genannten Wert übersteigt ($\dot{\mathrm{M}}_{-7}$,vgl. Tabellen 9 und 10). Man findet, daß maximal $0.81\,\mathrm{M}_{\odot}$ (System 2y) vom Weißen Zwerg in diesem Bereich akkretiert werden können. Weiter tritt der Effekt ein, daß mit abnehmender Anfangsmasse der Hauptreihensterne die akkretierte Masse ($\dot{\mathrm{M}} > 10^{-7}\mathrm{M}_{\odot}/\mathrm{yr}$) auf Grund der geringer werdenden maximalen Überstromrate abnimmt. Weiter zeigt sich, daß die Masse, die oberhalb dieser Grenze aufgesammelt werden kann, in Systemen einer anfänglichen Massen der Hauptreihensterne mit zunehmendem Anfangsbahnabstand geringer wird.

Wie bereits durch das Modell 14p angedeutet wird, können Systeme mit Massen von Hauptreihensternen im unteren Massenspektrum bei großen Anfangsbahnabständen Weiße Zwerge mit Massen nahe der Chandrasekhar-Grenzmasse hervorbringen. Der Parameterraum der Anfangsmassen-Anfangsbahnperioden-Ebene ist in Abb. 14 dargestellt. Es wurden insgesamt 24 Doppelsternmodelle gerechnet, die den Parameterbereich abdecken.

Die kleinste minimale Bahnperiode betrug 0.27 Tage im System 1y. Die längste

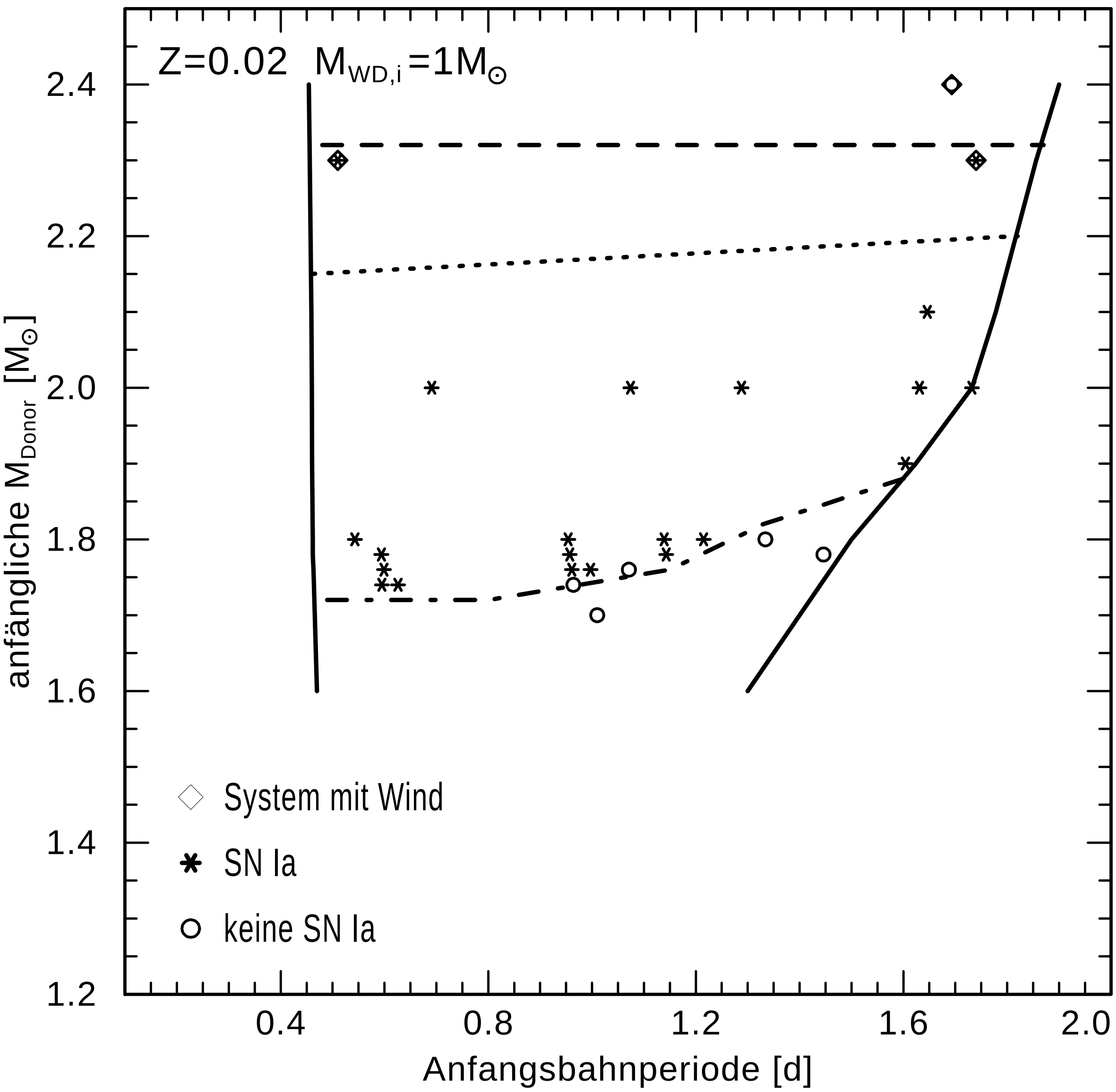

Abbildung 14: Verteilung der SN Ia Vorläufersysteme mit Hauptreihensternen der Metallizität $Z = 0.02$ und Weißen Zwergen der Anfangsmasse $M_{WD} = 1\,M_{\odot}$. Die durchgezogenen Linien resultieren aus den Radien der Hauptreihensterne zu Beginn und Ende des zentralen Wasserstoffbrennens. Die Strich-Punkt-Linie markiert den Bereich, der SN Ia Vorläufer von den Systemen trennt, die die Chandrasekhar-Grenzmasse nicht erreichen. Oberhalb der gestrichelten Linie liegen Systeme, deren Akkretionsrate das Dreifache der Eddington-Akkretionsrate überschreiten. Systeme, in denen vom Weißen Zwerg Winde ausgehen, sind durch eine gepunktete Linie von denen getrennt, in denen kein Wind auftritt.

minimale Periode, im System 8y ermittelt, betrug 1.22 Tage. Die maximale Röntgenleuchtkraft wurde in den Systeme 0n bis 2y durch den Wind vom Weißen Zwerg beeinflußt und ist im Fall 0n durch die Eddington-Akkretionsrate, im Fall 1y und 2y durch die Obergrenze des stabilen Wasserstoffbrennens gegeben. In allen anderen Systemen ist die Massentransferrate mit der Akkretionsrate identisch, so daß die maximale Röntgenleuchtkraft durch die maximale Massenüberstromrate gegeben ist. Der Drehimpuls des Weißen Zwerges zum Zeitpunkt der Supernovaexplosion liegt je nach Dauer des Massentransferanstiegs (in dem Novaexplosionen auftreten können) zwischen $2.6\,10^{50}\frac{\mathrm{g\,cm^2}}{\mathrm{s}}$ und $2.94\,10^{50}\frac{\mathrm{g\,cm^2}}{\mathrm{s}}$. Die Massen der Hauptreihensterne zum Zeitpunkt der Supernovaexplosion betragen zwischen 1.66 (Ausgangsmasse $2.1\,\mathrm{M}_\odot$) und $1.29\,\mathrm{M}_\odot$(Ausgangsmasse $1.74\,\mathrm{M}_\odot$); vgl. Tabellen 9 und 10.

4.3.2 Hauptreihensterne mit Z=0.001

Um den Parameterbereich von Hauptreihensternen der Metallizität $\mathrm{Z} = 0.001$ mit Weißen Zwergen der Anfangsmasse $1\,\mathrm{M}_\odot$ zu ermitteln, für den Ia Supernovae nach unserem Modell möglich sind, wurden die Rechnungen mit einem Hauptreihenstern der Masse $1.8\,\mathrm{M}_\odot$ bei Abständen, die das Einsetzen des Massentransfers zu Beginn und Ende des zentralen Wasserstoffbrennens ermöglichten, begonnen. Beide Systeme entwickelten eine SN Ia. Der Weiße Zwerg wies in beiden Modellen einen Wind auf. Um die Obergrenze möglicher in Frage kommender Hauptreihensterne festzulegen, wurden nun Systeme mit anfänglichen Hauptreihensternmassen von $1.9\,\mathrm{M}_\odot$ gerechnet. Das Modell mit dem anfänglich geringstem Abstand entwickelte sich in eine SN Ia, das mit maximalem Abstand überschritt die dreifache Eddington-Akkretionsrate. Um eine exaktere Grenze definieren zu können, wurden (analog zu den massereichen Hauptreihensternen die Metallizität $\mathrm{Z} = 0.02$ in Kap. 4.3.1) ausgehend von System mit geringem Bahnabstand Modelle mit größeren Anfangsbahnperioden gerechnet.

Um die untere Grenze möglicher Spendersternmassen zu ermitteln, wurden nun Doppelsternsysteme mit Hauptreihensternen der Anfangsmassen 1.7, 1.6 und $1.5\,\mathrm{M}_\odot$ untersucht, deren Massentransfer zu Beginn und Ende des zentralen Wasserstoffbrennens einsetzt. Es zeigte sich, daß sich diese Modelle in eine Typ Ia-Supernova entwickelten. Die Ausnahme ist das System Nr. 65p. In diesem Falle erreichte der Weiße Zwerg eine Masse von $1.42\,\mathrm{M}_\odot$. Die Frage, ob eine SN Ia entsteht oder nicht kann hier nicht eindeutig beantwortet werden. Anschließend wurden Systeme mit $1.4\,\mathrm{M}_\odot$ Hauptreihensternen betrachtet. Das Modell, in dem Massentransfer zum Ende des zentralen Wasserstoffbrennens einsetzte, entwickelte sich in eine SN Ia. In Systemen, in denen der Materieüberstrom zu früheren Zeitpunkten einsetzte, erreichte der Weiße Zwerg die Chandrasekhar-Grenzmasse nicht. Damit ergeben sich die in Abb. 15 dargestellten Grenzen für den Parameterraum, in dem sich Weiße Zwerge der Anfangsmasse $1\,\mathrm{M}_\odot$ mit Hauptreihensternen der Metallizität $\mathrm{Z} = 0.001$ in eine Typ Ia-Supernova entwickeln.

Vergleicht man den in Kapitel 4.3.1 dargestellten Parameterbereich mit dem in Abb. 15 dargestellten, fällt auf, daß hier die Anfangsbahnperioden zwischen 0.3 und 0.8 Tagen liegen. Die im Verlauf des Massentransfers erreichten minimalen Umlaufzeiten betragen zwischen 0.22 und 0.70 Tagen. Der Bereich der anfänglichen Hauptreihensternmasse liegt zwischen 1.9 und $1.4\,\mathrm{M}_\odot$. Der Einfluß des Windes des Weißen Zwerges ist deutlich größer, als im Fall von Hauptreihensternen der Metallizität $\mathrm{Z} = 0.02$, und umfaßt hier mehr als die Hälfte des Parameterraums. Demzufolge wird die Röntgenleuchtkraft der Systeme zu großen Teilen durch die obere Grenze für stabiles Wasserstoffbrennen bestimmt. Auf Grund des starken Windes wird mehr Materie an das interstellare Medium abgegeben, bis zu $0.29\,M_\odot$ im Fall des Systems 61y. Alle Systeme erreichen maximale Massentransferraten oberhalb von $10^{-7}M_\odot/yr$. Demnach kann sich die Masse aller Weißen Zwerge durch stabiles Brennen von Wasserstoff und Helium erhöhen. Der maximal oberhalb dieser Grenze erreichte Massenübertrag beträgt $0.68\,M_\odot$ im System 54y. Es muß beachtet werden, daß hier Teile der Masse (für System 54y $0.11\,M_\odot$) durch den Wind vom Weißen Zwerg abgetragen werden. Die Massen der Hauptreihensterne zum Zeitpunkt der Supernovaexplosion betragen zwischen $0.95\,M_\odot$ (Anfangsmasse $1.4\,M_\odot$) und $1.25\,M_\odot$ (Anfangsmasse $1.9\,M_\odot$).

4.4 Systeme mit $M_{WD} = 0.8M_\odot$

4.4.1 Hauptreihensterne mit Z=0.02

Nachdem der Parameterbereich für Systeme mit Weißen Zwergen der Anfangsmasse $1\,M_\odot$ und Hauptreihensternen beider Metallizität bekannt ist, wird nun untersucht, welchen Einfluß die Masse des Weißen Zwerges auf den Parameterraum hat. Wie im Abschnitt 4.3.1 wurde mit einem System, in dem der Hauptreihenstern eine Startmasse von $2.0\,M_\odot$ besitzt, begonnen. Sowohl das System, in dem der Massentransfer zu Beginn des zentralen Wasserstoffbrennens einsetzte, als auch das am Ende der Hauptreihenentwicklung, führten zu einer Typ Ia-Supernova. Das Massenspektrum wird zu höheren Massen durch Sterne der Ausgangsmasse $2.1\,M_\odot$ begrenzt. Diese Grenze wird durch die Beschränkung der maximal möglichen Akkretionsrate auf das Dreifache der Eddington-Akkretionsrate bestimmt. Die Untergrenze wird durch ein System am Ende der Hauptreihenentwicklung mit einem Stern der Masse $1.7M_\odot$ markiert. Hauptreihensterne dieser Masse in geringerer Entfernung vom Weißen Zwerg konnten den Massentransfer nicht lange genug aufrecht erhalten, um die Masse des Weißen Zwerges auf die Chandrasekhar-Grenzmasse anwachsen zu lassen. Die ermittelten Grenzen des Parameterraums sind in Abb. 16 dargestellt.

Der Einfluß des Windes wird in großen Teilen des Parameterbereiches deutlich. Die Masse, die durch den Wind aus dem System getragen wird, beträgt maximal $0.66\,M_\odot$ im Fall des Systems 35y. Alle Systeme, in denen der Hauptreihenstern massereicher als $1.6\,M_\odot$ war, entwickleten Massentransferraten oberhalb von $10^{-7}M_\odot/yr$. Die Röntgenleuchtkraft wird im Fall des Auftretens von Wind durch die Obergrenze für stabiles Wasserstoffbrennen bestimmt. Diese liegt bei $L_x = 1.05\,10^{38}$erg/s und ist damit deutlich geringer als die maximale Röntgenleuchtkraft von Systemen der gleichen Metallizität und Weißen Zwergen mit $1\,M_\odot$ Startmasse, die bei $L_x = 1.80\,10^{38}$erg/s liegt. Die Endmassen der Hauptreihensterne liegen zwischen $1.17\,M_\odot$ (Anfangsmasse $1.9\,M_\odot$) und $0.66\,M_\odot$ (Anfangsmasse $2.0\,M_\odot$).

4.4.2 Hauptreihensterne mit Z = 0.001

Ausgehend von einem Hauptreihenstern der Masse $1.8\,M_\odot$ wurde der Parameterbereich von Doppelsternen bestehend aus einem materieabgebenden Stern der Metallizität Z = 0.001 und einem Weißen Zwerge der Masse $0.8\,M_\odot$ untersucht. Die Model-

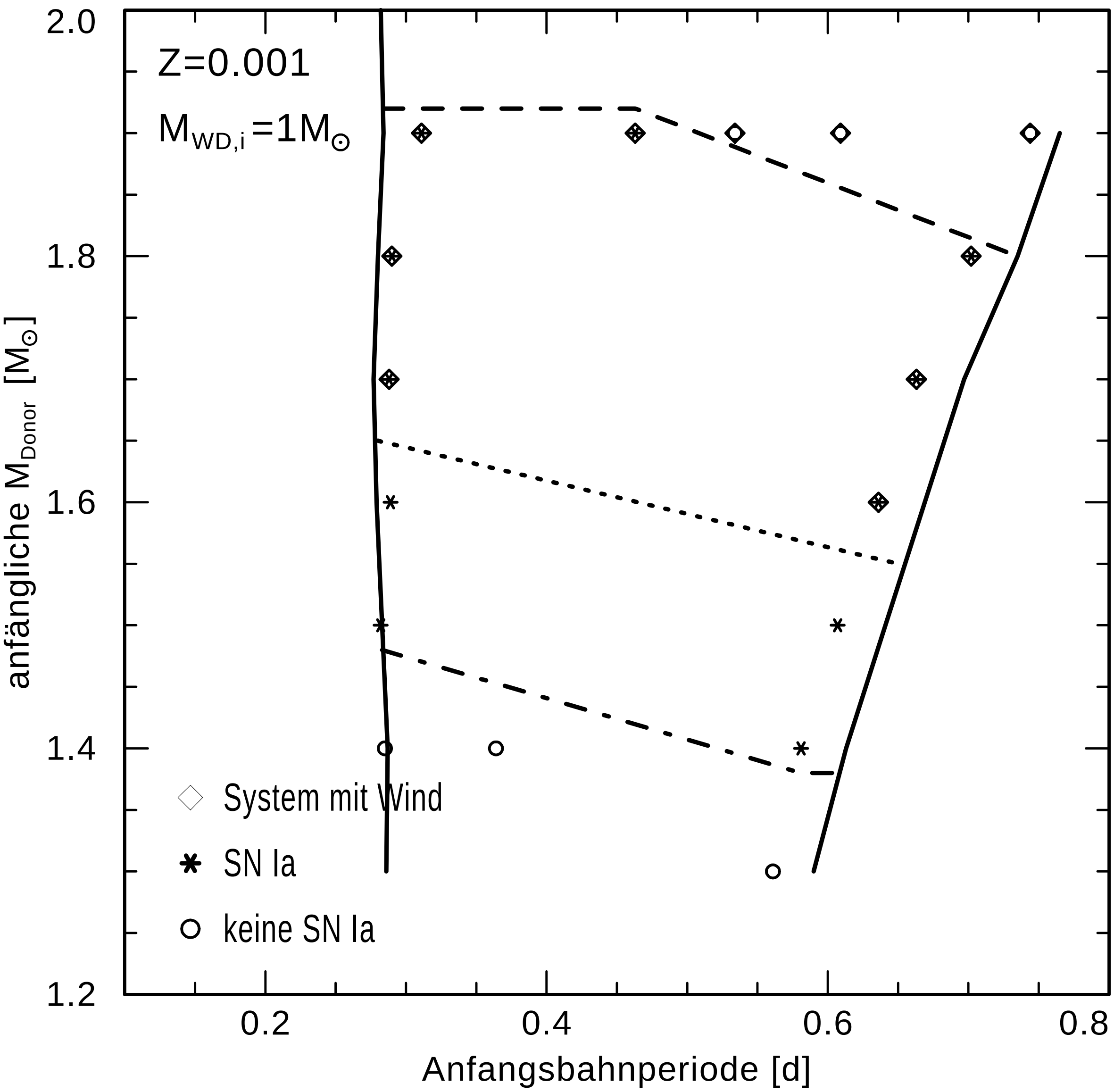

Abbildung 15: Verteilung der SN Ia Vorläufersysteme mit Hauptreihensternen der Metallizität von Z = 0 .001 und Weißen Zwergen der Anfangsmasse $M_{WD} = 1\,M_\odot$. Die durchgezogenen Linien resultieren aus Radien der Hauptreihensterne zu Beginn und Ende des zentralen Wasserstoffbrennens und umschließen den Bereich, in dem SN Ia durch Massentransfer während des zentralen Wasserstoffbrennens entstehen können. Die Strich-Punkt-Linie markiert den Bereich, der SN Ia Vorläufer von Systemen trennt, die die Chandrasekhargrenzmasse nicht erreichen. Die gestrichelte Linie trennt Systeme, deren Akkretionsrate das Dreifache der Eddington-Akkretionsrate überschreiten. Die Grenze, die Systeme mit Winden von Systemen ohne Wind trennt, ist durch eine gepunktete Linie gekennzeichnet.

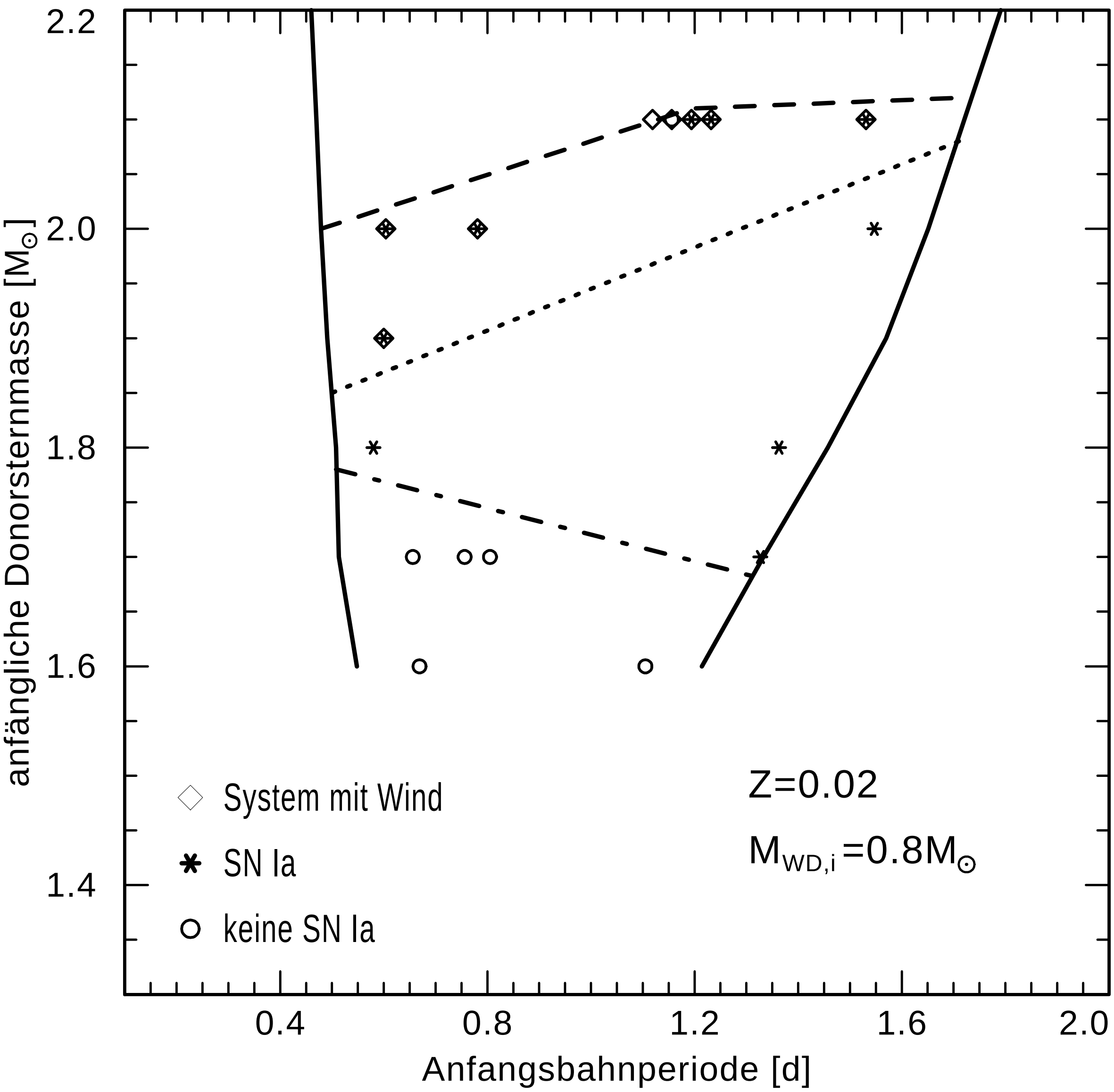

Abbildung 16: Verteilung der SN Ia Vorläufersysteme mit Hauptreihensternen der Metallizität von $Z = 0.02$ und Weißen Zwergen der Anfangsmasse $M_{WD} = 0.8\,M_\odot$, die zur Supernova des Typs Ia führen. Die durchgezogenen Linien resultieren aus Radien der Hauptreihensterne zu Beginn und Ende des zentralen Wasserstoffbrennens und umschließen den Bereich, in dem SN Ia durch Massentransfer während des zentralen Wasserstoffbrennens entstehen können. Die Strich-Punkt-Linie markiert den Bereich, der SN Ia Vorläufer von den Systemen trennt, die die Chandrasekhar-Grenzmasse nicht erreichen. Die gestrichelte Linie trennt Systeme, deren Akkretionsrate das Dreifache der Eddingtonakkretionsrate überschreiten. Die Grenze zwischen Systemen mit und ohne Wind ist durch eine gepunktete Linie gekennzeichnet.

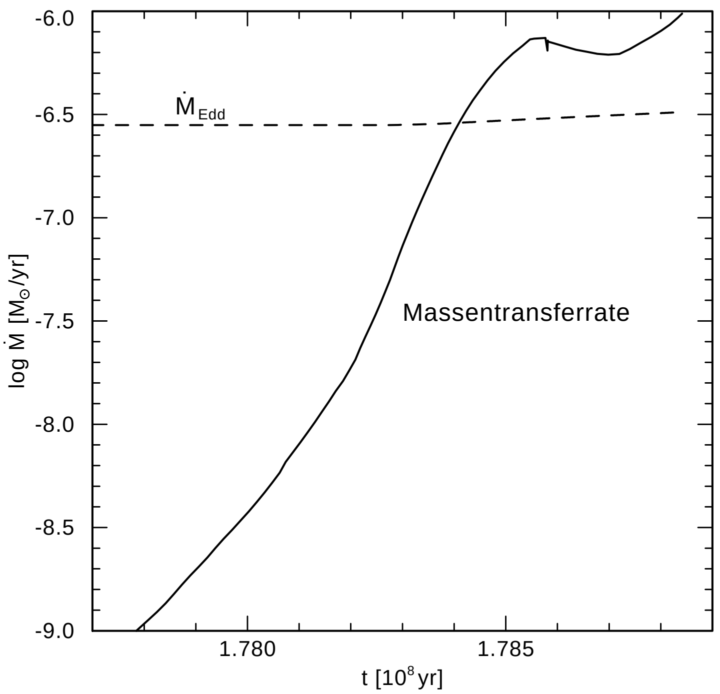

Abbildung 17: Die durchgezogene Linie gibt den Verlauf der Massentransferrate als Funktion der Zeit für das System 71n wieder. Die Eddington-Akkretionsrate wird durch eine gestrichelte Linie dargestellt. Man erkennt das Abbrechen des Massentransfers bei Erreichen der dreifachen Eddington-Akkretionsrate.

le entwickelten Massentransferraten, die das Dreifache der Eddington-Akkretionsrate überschritten. Damit wurde der Massebereich oberhalb von 1.8 $M_\odot$ bereits ausgeschlossen (vgl. Abb. 17). Ein Modell, dessen Hauptreihenstern anfänglich die Masse 1.7 $M_\odot$ und einen großen Bahnabstand besaß, entwickelte ebenfalls Massentransferraten, die die Eddington-Akkretionsrate um das Dreifache überschritt. Anschließend wurden Systeme, in denen der Hauptreihenstern Anfangsmassen von 1.6 $M_\odot$ besitzt, berechnet. Der Materieüberstrom ließ im Fall des zu Beginn der Hauptreihenentwicklung akkretierenden Weißen Zwerges dessen C/O-Kernmasse auf 1.439 $M_\odot$ anwachsen (System 74p). Im Modell mit anfänglich maximalem Bahnabstand erreichte der C/O-Kern 1.391 $M_\odot$. Kein System, in dem der Hauptreihenstern eine geringere Anfangsmasse besaß, erreichte die Chandrasekhar-Grenzmasse.

In den Kapiteln 4.3.1 und 4.4.1 entsprach die C/O-Kernmasse der Masse des Weißen Zwerges. In einigen Fällen, in denen die Metallizität des Hauptreihensterns $Z = 0.001$ beträgt, kann sich um den Weißen Zwerg eine entartete Heliumschale bilden. In Tabelle 1 sind die erreichten C/O-Kernmassen und die Massensumme (C/O-Kern + Heliumschale) für diese aufgelistet. Man erkennt, daß die Gesamtmasse der Weißen Zwerge in den Systemen 74p bis 77n 1.4 $M_\odot$ überschreitet. Ob sich diese Systeme in ein Supernova entwickeln, kann hier nicht entschieden werden. Dazu sind detailliertere Rechnungen, wie sie zur Zeit von der Arbeitsgruppe von Peter Höflich durchgeführt werden, notwendig. Alle gerechneten Systeme überschreiten die Akkretionsrate von $10^{-7} M_\odot$/yr. Die maximale Röntgenleuchtkraft ist auf Grund des Windes auf $L_x = 1.05\,10^{38}$erg/s limitiert. Der Masseverlust durch Wind beträgt maximal 0.33 $M_\odot$ im Fall 75n.

Tabelle 1: Auf Grund der Lage der kritischen Akkretionsraten von Systemen der Metallizität Z = 0.001 (vgl. Kap. 2.3) kann sich um den Weißen Zwerg eine Heliumschale bilden. In dieser Tabelle sind von den Systemen, die die dreifache Eddington-Akkretionsrate nicht überschreiten, C/O-Kernmassen und die Masse von C/O-Kern+Heliumschale der Weißen Zwerge aufgelistet, die in Kapitel 4.4.2 besprochen werden.

System Nr.	Anfangsbahnperiode [d]	$M_{\rm CO}[M_\odot]$	$M_{\rm WD}[M_\odot]$
74p	0.288	1.436	1.440
75n	0.623	1.391	1.424
76n	0.284	1.373	1.418
77n	0.600	1.399	1.435
78n	0.287	1.224	1.279

4.5 Systeme mit $\mathbf{M_{WD}} = 0.7\mathbf{M_\odot}$ und Z=0.02

Aus Betrachtungen der Anfangs-Endmassen-Relation für Weiße Zwerge (Weidemann & Koester 1983, Jeffries 1997) zeigt sich, daß der größte Teil der Weißen Zwerge Massen unterhalb von 0.7 $M_\odot$ besitzt. Aus diesem Grund stellt sich die Frage, ob Kombinationen mit Weißen Zwergen in diesem Massebereich auch als SN Ia Vorläufer in Frage kommen.

Es wurden dazu eine Reihe von Rechnungen mit Anfangsmassen von 0.7 $M_\odot$ für Weiße Zwerge und Hauptreihensternen der Metallizität Z = 0.02 durchgeführt. Systeme mit Hauptreihensternen, deren Massen oberhalb von 1.9 $M_\odot$ angesiedelt waren, entwickelten Massentransferraten, die das Dreifache der Eddingtonakkretionsrate überschritten. Ebenso verhielt sich ein System mit einer anfänglichen Hauptreihensternmasse von 1.9 $M_\odot$, dessen anfängliche Umlaufzeit 0.483 Tage betrug. In zwei Doppelsternsystemen konnte durch Massentransfer in den geeigneten Grenzen die Masse des Weißen Zwerges erhöht werden. Dabei wurde die Chanrdasekhar-Grenzmasse nicht erreicht. Im Fall des Systems 52n erreichte der Weiße Zwerg eine Masse von 1.31$M_\odot$, im Fall 53n 1.37$M_\odot$.

4.6 Massentransferzeiten

Hier wird die Frage untersucht, welchen Einfluß die anfängliche Masse des Hauptreihensterns, die Metallizität des Hauptreihensterns und die Anfangsmasse des Weißen Zwerges auf die Dauer des Massentransfers haben. Die Massentransferdauer ist wichtig für die Berechnung von Explosionen Weißer Zwerge, da auf Grund der Fusion auf der Oberfläche des Weißen Zwerges, dessen C/O-Kern von außen nach innen durchwärmt wird, womit Auswirkungen auf die Zentraldichten des Weißen Zwerges zum Zeitpunkt der Explosionen und damit auf die Lichtkurven zu erwarten sind. Es wurden jeweils Doppelsternpaare jeder Metallizität und Zwergmasse untersucht, deren Hauptreihenstern sich am Ende des zentralen Wasserstoffbrennens befand. Aus den Doppelsternrechnungen wurden die Zeiten bestimmt, die die Systeme benötigten, um sich nach Einsetzen des Massentransfers bis zu einer Typ Ia-Supernova zu entwickeln, und weiterhin die Dauer des Massentransfers vom Einsetzen des Materieüberstroms bis zum Zeitpunkt des Erreichens einer konstanten Massentransferrate (vgl. Abb. 9) bestimmt.

In Systemen mit Weißen Zwergen der Anfangsmasse 1 $M_\odot$ und beider Metallizitäten nimmt die Transferzeit sowohl bis zur Supernova, als auch bis zum Erreichen einer konstanten Akkretionsrate mit abnehmender Masse des Hauptreihensterns zu. So liegen die Zeiten von Modellen der Metallizität Z = 0.02 zwischen 1.56 Myr und 8.58 Myr. Systeme mit Hauptreihensternen der Metallizität Z = 0.001 benötigen 2.32 Myr bis 3.99 Myr bis zur Supernovaexplosion. Die Dauer bis zum Erreichen eines Bereiches konstanter Massentransferrate liegt für Doppelsterne der Metallizität Z = 0.02 zwischen 13.3 Myr und 22.4 Myr, während Systeme der Metallizität Z = 0.001 Transferzeiten zwischen 11.4 Myr und 15.1 Myr aufweisen. Der Grund dafür, daß massereiche Systeme die kürzeren Massentransferzeiten besitzen, ist auf die höhere Entwicklungsgeschwindigkeit von massereichen Objekten zurückzuführen. Ein weiterer Effekt ist, daß die Dauer des Massentransfers in Systemen der Metallizität Z = 0.001 kürzer ist, als der in Doppelstensystemen der Metallizität Z=0.02. Die Ursache ist hier die höhere Entwicklungsgeschwindigkeit von Sternen geringerer Metallizität. So benötigt ein 2 $M_\odot$ Stern mit Z = 0.001 0.85 Gyr zum Durchleben der Hauptreihe, während ein Stern der selben Masse aber der Metallizität Z = 0.02 1.15 Gyr für die Hauptreihenentwicklung benötigt. Die Systeme, in denen die Metallizität des Hauptreihensterns Z = 0.02 beträgt und die Weißen Zwerge eine Anfangsmasse von 0.8 $M_\odot$ besitzen, zeigen ein nicht so eindeutiges Verhalten, obwohl sie dem eben besprochenen Trend folgen. Die Ursache für das abweichende Verhalten ist, daß sich nicht alle Systeme am Ende des zentralen Wasserstoffbrennens befanden. So setzt bei den Systemen 35y, 37y und 39y der Massentransfer deutlich vor Ende des zentralen Wasserstoffbrennens ein.

Interessant ist der Vergleich der Massentransferzeiten bis zum Erreichen des Plateaugebietes mit den Kelvin-Helmholtz-Zeitskalen der Hauptreihensterne beim Einsetzen des Massentransfers. Die Kelvin-Helmholtz-Zeitskala gibt an, wie lange ein Stern benötigt, um bei einer Auslenkung aus dem thermischen Gleichgewicht wieder in das thermische Gleichgewicht zurückzugelangen. Bis zum Einsetzen des Massentransfers und nach dem Erreichen der konstanten, geringen Massentransferrate (siehe Abb. 9) ist der Hauptreihenstern im thermischen Gleichgewicht. Man findet Kelvin-Helmholtz-Zeiten für Hauptreihensterne der Metallizität Z = 0.02 zwischen 0.93 Myr ($M_* = 2.1\,M_\odot$) und 2.82 Myr ($M_* = 1.76\,M_\odot$) sowie 1.43 Myr ($M_* = 1.8\,M_\odot$) und 2.45 Myr ($M_* = 1.4\,M_\odot$) von Hauptreihensternen der Metallizität Z = 0.001 (vgl. Tabellen 10 und 11 in Anhang A). Auf Grund der unterschiedlichen Zeitpunkte des Einsetzens des Massentransfers auf der Hauptreihe gibt es bei Systemen der Metallizität Z = 0.02 und anfänglichen Zwergmassen von 0.8 $M_\odot$ die bereits erwähnten Ausreißer. In diesen Systemkonfiguration findet man Kelvin-Helmholtz-Zeiten zwischen 1.28 Myr und 2.52 Myr und Massentransferzeiten von 11.0 Myr bis 98.9 Myr im System 39y. Die Kelvin-Helmholtz-Zeiten sind wie die Massentransferzeiten in Tabelle 2 zusammengefaßt.

4.7 Rotation der Weißen Zwerge

Im Rahmen der in Kap. 2.4 besprochenen Näherungen ist für alle Systeme die Rotationsgeschwindigkeit der Weißen Zwerge als Funktion der Zeit berechnet worden.

Tabelle 2: Massentransferzeiten von Systemen mit Beginn des Massentransfers am Ende des zentralen Wasserstoffbrennens des Hauptreihensterns, vom Einsetzen des Materieüberstroms bis zur SN Ia ($\tau_{\mathrm{SN\,Ia}}$), die Transferzeiten bis zum Erreichen einer konstanten Massenüberstromrate (τ_{plat}), sowie die Kelvin-Helmholtz-Zeitskalen (τ_{KH}) der zu den Systemen gehörenden Hauptreihensterne bei Einsetzen des Massentransfers.

System Nr.	$\tau_{\mathrm{SN\,Ia}}$ [Myr]	τ_{KH} [Myr]	τ_{plat} [Myr]
2y	1.56	0.93	13.3
8y	4.31	1.31	13.9
13y	7.69	2.24	22.4
20y	8.58	2.82	20.0
61y	2.32	1.43	11.4
63y	2.60	1.71	11.9
65y	2.99	2.03	13.7
67y	3.99	2.45	15.1
31y	3.88	1.28	11.0
35y	2.85	2.52	18.5
37y	2.83	1.24	28.5
39y	8.65	2.05	98.9
45y	5.17	1.68	42.8
48y	7.61	2.22	16.6

Systeme mit Hauptreihensternen der Metallizität $Z = 0.02$ und Weißen Zwergen der Anfangsmasse $1\,\mathrm{M}_\odot$ erreichen danach zum Zeitpunkt der Supernova durchschnittlich 72% der kritischen Rotationsgeschwindigkeit. Es zeigt sich keine Abhängigkeit von der anfänglichen Masse des Hauptreihenstern. Wechselt man dessen Metallizität, findet man den gleichen Effekt. Der Weiße Zwerg erreicht 73% der kritischen Rotationsgeschwindigkeit zum Zeitpunkt der Supernova. Untersucht man Doppelsternsysteme bestehend aus einem Hauptreihenstern der Metallizität $Z = 0.02$ und einem Weißen Zwerg der Anfangsmasse $0.8\,\mathrm{M}_\odot$, zeichnet sich folgendes ab. Der Weiße Zwerg hat zum Zeitpunkt der Supernovaexplosion die kritische Rotationsgeschwindigkeit bereits um einige Prozent überschritten. Das gleiche ist für Systeme, in denen Weiße Zwerge ihre Masse von $0.8\,\mathrm{M}_\odot$ auf Werte knapp unterhalb der Chandrasekhar-Grenzmasse erhöhten, mit Hauptreihensternen, deren Metallizität $Z = 0.001$ betrug, zu beobachten. Welche Konsequenzen sich für den Akkretionsprozeß auf den Weißen Zwerg sowie für die Supernovaexplosion selbst ergeben, kann im Rahmen dieser Arbeit nicht abgeschätzt werden.

4.8 Nova-Perioden

Setzt Massentransfer zum Weißen Zwerg ein und liegt die Massentransferrate unterhalb des in Abb. 18 dargestellten Bereiches des stabilen Wasserstoffbrennens, bildet sich um den Weißen Zwerg eine Wasserstoffschale, die entartet und in Abhängigkeit von Temperatur und Dichte explodiert. Diese Explosionen können als Novae beobachtet werden.

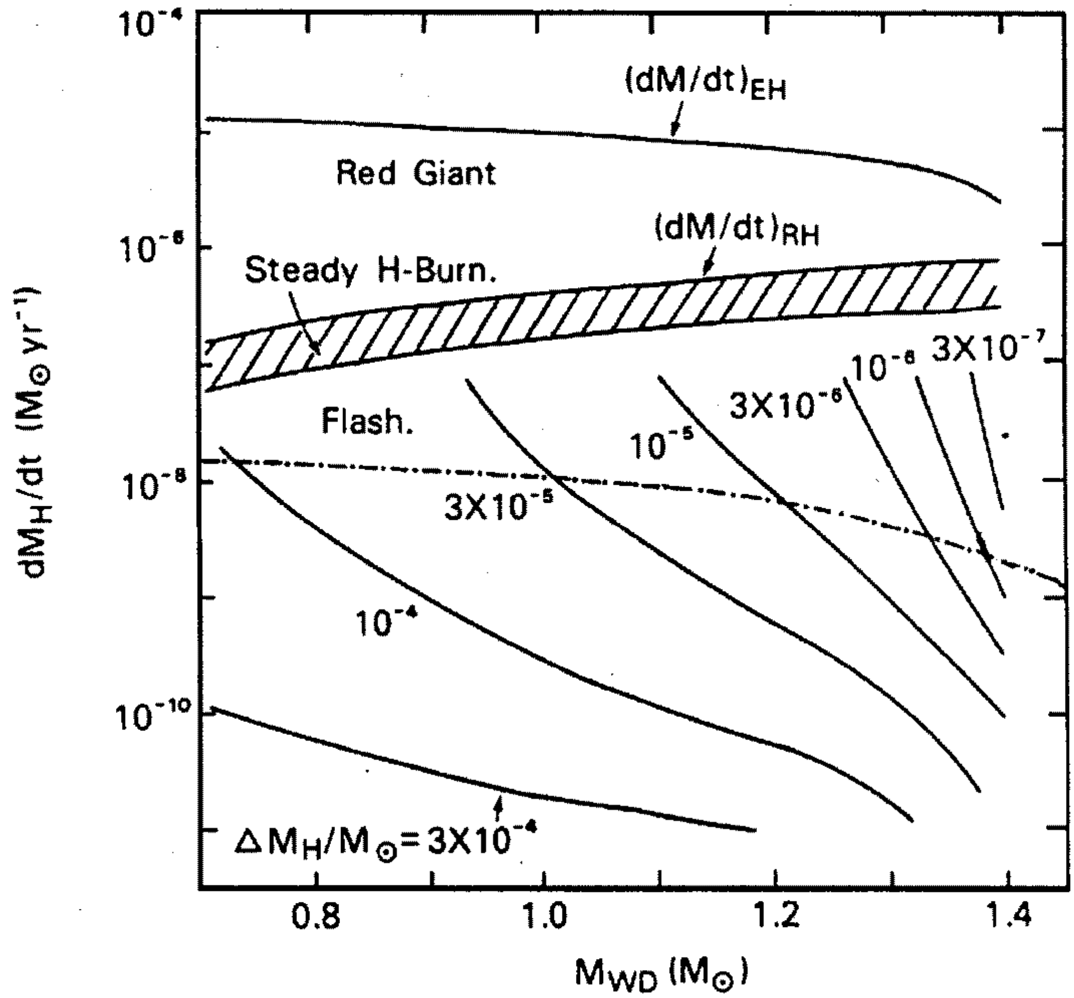

Abbildung 18: In dieser Abbildung ist der Bereich für kontinuierliches Wasserstoffbrennen (schraffierter Teil) und die Grenzen für verlustfreies explosives Umsetzen von Wasserstoff in Helium angegeben (Strich-Punkt-Linie). Oberhalb des Bereiches für stabiles Wasserstoffbrennen ist die Eddington-Akkretionsrate, die aus dem freien Fall der Materie in das Gravitationspotential des Weißen Zwerges folgt, eingezeichnet. Durchgezogene Linien, geben die Masse an, bei der die sich bildende Wasserstoffschale explodiert. (Entnommen aus Kahabka & van den Heuvel 1997)

Ebenfalls in Abb. 18 sind die Massen dargestellt, bei denen die Wasserstoffschale in Abhängigkeit von der Akkretionsrate explodiert. Trägt man in diese Abbildung die Entwicklung der Massentransferraten ein, kann man berechnen, in welchen zeitlichen Abständen Novaexplosionen zu erwarten sind, in dem man an den Grenzen der Massenbereiche die entsprechende Akkretionsrate abliest und die angegebene Masse durch die Akkretionsrate teilt. Abb. 18 wurde einer Arbeit von Kahabka & van den Heuvel (1997) entnommen.

In der Phase des Anstiegs der Massentransferrate treten in allen Systemen Novaexplosionen auf. Hierbei zeigt sich, daß die Zeit, während der Novaexplosionen auftreten können, mit zunehmendem Anfangsbahnabstand zunimmt. Um diesen Effekt zu illustrieren, sollen Doppelsternsysteme bestehend aus einem Hauptreihenstern der Metallizität $Z = 0.02$ und einer Anfangsmasse von $2\,M_{\odot}$ und einem Weißen Zwerg mit anfänglich $1\,M_{\odot}$ untersucht werden. So benötigten die Systeme 4y 1.19 Myr, 5y 1.23 Myr und 8y 2.14 Myr um vom Einsetzen des Massentransfers in den Bereich des stabilen Wasserstoffbrennens zu gelangen. In Bezug auf die Zeit bis zur Supernovaexplosion sind das für das System 4y 45% und für 8y 49% der Dauer des Massentransfers bis zur SN Ia (vgl. auch Tabelle 2).

Untersucht werden sollen nun Novaexplosionen, die auftreten, nachdem die maximale Massentransferrate überschritten wurde. In Doppelsternen, deren Hauptreihensterne die Metallizität $Z = 0.02$ besitzten und deren Weiße Zwerge Anfangsmassen von $1\,M_{\odot}$ haben, zeigen Systeme mit Hauptreihensternen, die massereicher als $2\,M_{\odot}$ sind, bis zur Entwicklung in eine Supernova keine Novaexplosionen. Behält man die Masse des Weißen Zwerges bei, wechselt aber die Metallizität des Hauptreihensterns zu $Z = 0.001$, findet man Novae nur in Doppelsternen mit Massen des Hauptreihensterns unterhalb von $1.5\,M_{\odot}$. Kombiniert man Weiße Zwerge der Anfangsmasse $0.8\,M_{\odot}$ mit Hauptreihensternen der Metallizität $Z = 0.02$, zeigt sich, daß in Systemen mit Hauptreihensternmassen unterhalb von $1.8\,M_{\odot}$ Novae möglich sind. Wechselt man auch hier die Metallizität des Hauptreihensterns von $Z = 0.02$ zu $Z = 0.001$, findet man Novae in Systemen mit Hauptreihensternen, deren anfängliche Masse geringer als $1.7\,M_{\odot}$ ist.

An dieser Stelle soll die Frage untersuchen werden, welche Systeme die längsten und welche die kürzesten Nova-Perioden aufweisen. Es zeigen die Systeme die kürzesten Perioden, deren Massentransferrate als Funktion der Masse des Weißen Zwerges in die Bereiche kommen, in denen die Wasserstoffschale um den Weißen Zwerg wenig Masse ansammeln muß, um zu explodieren. Dies sind Systeme, deren Weißer Zwerg bereits Massen um $1.3\,M_{\odot}$ besitzt und deren Massentransferraten im Bereich von $10^{-7} M_{\odot}/\mathrm{yr}$ liegen. Lange Perioden zeigen Systeme, deren Weißer Zwerg Massen besitzt, die kleiner als $1.3 M_{\odot}$ sind. Das Doppelsternsystem 9y zeigt mit 3.8 Jahren sehr kurze, das System 78n mit 150 Jahren die längsten Perioden.

Lassen sich die berechneten Perioden mit beobachteten vergleichen? Bleczynski & Mikalajewska (1998) beobachteten die Nova T Com. Dieses Objekt besitzt eine Periode von 80 Jahren. O'Brien & Cohen (1998) untersuchten die Nova T Pyx, die Perioden von 12 bis 18 Jahren aufweist. Damit liegen die beobachteten Zeiten im Bereich der Nova-Perioden der Systeme, die in dieser Arbeit berechnet wurden.

Tabelle 3: Perioden der Novaexplosionen von ausgewählten Systemen

System	minimale Periode [Jahre]	maximale Periode [Jahre]
9y	3.8	-
10y	4.0	5.3
15y	3.4	4.2
17y	4.2	15.8
18y	3.0	10.0
20y	4.8	15.8
23y	4.2	14.1
66p	3.8	5.3
69p	3.8	-
45y	3.4	-
48y	6.7	15.8
75p	3.4	6.0
76p	4.8	15.8
78n	33.7	150.4

4.9 Röntgenleuchtkraft der Weißen Zwerge

Auf der Oberfläche des Weißen Zwerges sammelt sich wasserstoffreiches Material an, in dem sich in den Grenzen geeigneter Akkretionsraten (vgl. Kap. 2.3 und Abb. 18) kontinuierliches Wasserstoffbrennen vollzieht. Dies geschieht bei Temperaturen oberhalb von 10^7 K. Die dort entstehende Strahlung wird durch die darüberliegenden Schichten transportiert, wobei sich durch Absorption, Reemission und Stoßvorgänge deren Spektum verändert. Aus der Atmosphäre des Weißen Zwerges entweichen Photonen entsprechend Temperaturen von einigen 10^5 K.

Die maximalen Leuchtkräfte aller untersuchten Systeme sind im Anhang A und die einiger typischer Vertreter in Tab. 4 aufgeführt. Aus den photosphärischen Temperaturen können die Photonenenergien bei maximaler Strahlungsintensität errechnet werden. Diese sind ebenfalls in Tabelle 4 eingetragen. Es ist zu sehen, daß die Photonenenergien im weichen Röntgenlicht, im Bereich von einigen 10 eV liegen.

In der Tat wurden die heute als superweiche Röntgenquellen klassifizierten Objekte CAL 83 und CAL 87 erstmals 1981 durch den Satelliten EINSTEIN beobachtet. Seit dem Einsatz von ROSAT, durch den sich die Zahl der bekannten superweichen Röntgenquellen auf zur Zeit etwa 30 erhöhte, ist erkannt worden, daß es sich bei diesen um eine eigenständige Klasse von Objekten handelt.

Die Abb. 19 und 20 zeigen typische Leuchtkraftentwicklungen als Funktion der Zeit. Es handelt sich hier um die Systeme 11y und 70y. Man erkennt in beiden Darstellungen ein Ansteigen der Leuchtkraft, die in ein Maximum übergeht und anschließend abklingt. Da die Röntgenleuchtkraft in Systemen ohne Wind proportinal zur Massentransferrate ist, können die Leuchtkraftentwicklungen wie folgt erklärt werden. Der Hauptreihenstern füllt sein Rochevolumen und der Massentransfer beginnt. So lange

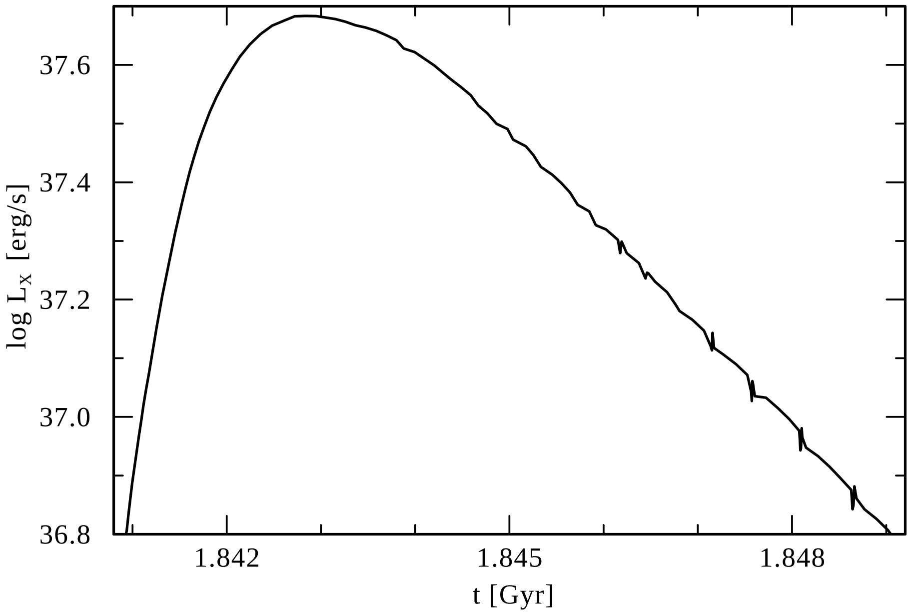

Abbildung 19: Diese Darstellung zeigt die Entwicklung der Röntgenleuchtkraft als Funktion der Zeit für das Systems 11y, das aus einem Hauptreihenstern der Anfangsmasse $1.8\,M_\odot$ und einem Weißen Zwerg der Startmasse $1.0\,M_\odot$ besteht. Die Metallizität des Hauptreihensterns beträgt $Z = 0.02$.

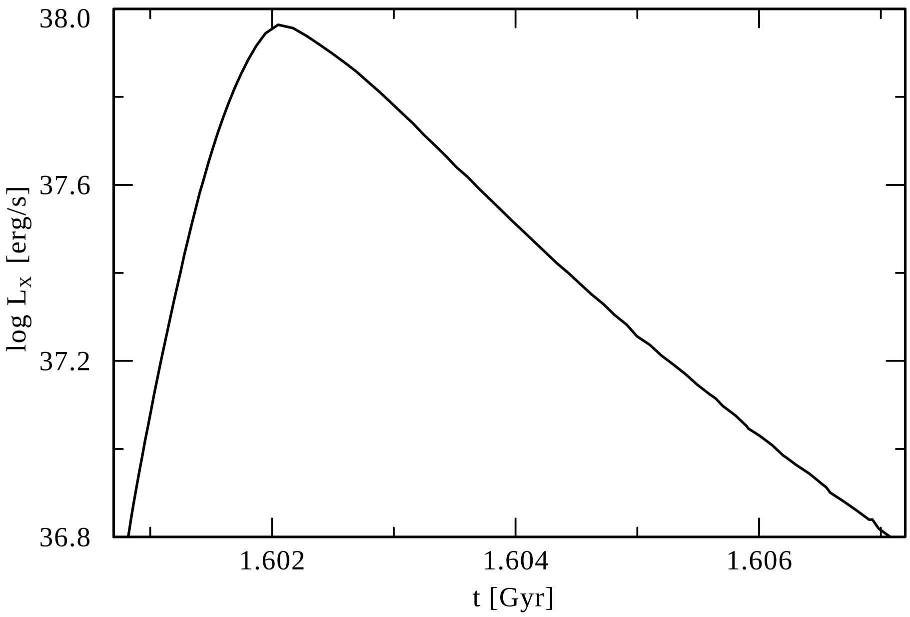

Abbildung 20: Diese Darstellung zeigt die Entwicklung der Röntgenleuchtkraft als Funktion der Zeit für das Systems 70y, das aus einem Hauptreihenstern der Anfangsmasse $1.4\,M_\odot$ und einem Weißen Zwerg der Startmasse $1.0\,M_\odot$ besteht. Die Metallizität des Hauptreihensterns beträgt $Z = 0.001$.

die Massentransferrate unterhalb der kritischen Grenzen liegt, findet kein stabiles Brennen von akkretiertem Material statt. Steigt die Massentransferrate in diesen Bereich, wird der Weiße Zwerg als superweiche Röntgenquelle sichtbar. Die Röntgenleuchtkraft

Tabelle 4: Diese Tabelle zeigt die Anfangsmasse des Hauptreihensterns, die Massenüberstromrate, die maximale Akkretionsrate des Weißen Zwerges, die maximale Röntgenleuchtkraft, die Eddington-Leuchtkraft des Weißen Zwerges, die Energie der Photonen im Intensitätsmaximum, dessen Wellenlänge, die Temperatur der Oberfläche des Weißen Zwerges und die Orbitalperiode. Alle Größen sind zum Zeitpunkt des Erreichens der maximalen Röntgenleuchtkraft gewählt.

Nr.	M_*	$\dot{M}_*$ 10^{-7}	$\dot{M}_{WD}$ 10^{-7}	$L_{X_{max}}$ 10^{38}	L_{Edd} 10^{38}	E	λ	T	P
	[$M_\odot$]	[$M_\odot$/yr]	[$M_\odot$/yr]	erg/s]	[erg/s]	[eV]	[Å]	[K]	[d]
1y	2.3	7.47	4.07	1.80	1.80	72.9	170.1	8.46	0.32
3y	2.1	3.90	3.90	1.72	1.80	74.0	167.5	8.58	1.23
4y	2.0	3.75	3.75	1.66	1.52	72.1	172.0	8.37	0.59
9y	1.8	1.45	1.45	0.64	1.72	55.8	222.2	6.48	0.47
18y	1.76	1.34	1.34	0.59	1.71	54.7	226.7	6.35	0.53
54y	1.9	6.92	4.08	1.80	1.80	73.5	168.0	8.56	0.23
60y	1.8	5.21	4.08	1.80	1.80	73.8	168.0	8.56	0.24
62y	1.7	4.07	4.07	1.79	1.80	73.8	168.7	8.56	0.25
64y	1.6	2.85	2.85	1.25	1.77	67.5	183.7	7.83	0.25
67y	1.5	3.36	3.36	1.48	1.77	70.4	176.1	8.17	0.54
70y	1.4	2.09	2.09	0.92	1.75	62.4	198.7	7.24	0.53
29y	2.1	2.39	2.39	1.05	1.26	63.3	195.9	7.34	1.14
34y	2.0	2.38	2.38	1.05	1.26	63.7	194.6	7.39	1.37
36y	1.9	2.40	2.38	1.05	1.30	64.1	193.4	7.44	0.54
38y	1.8	2.08	2.08	0.88	1.36	60.7	204.3	7.04	0.50
40n	1.7	1.40	1.40	0.62	1.49	54.8	226.2	6.36	0.50

wird so lange steigen, bis die maximale Massentransferrate erreicht wird (vgl. Kap. 2.2). Sinkt die Massentransferrate, reduziert sich damit auch die Röntgenleuchtkraft.

Betrachtet man die maximalen Röntgenleuchtkräfte, zeigt sich für Systeme der Metallizität $Z = 0.02$, daß diese mit abnehmender Masse des Hauptreihensterns abnehmen. Den gleichen Effekt findet man innerhalb gleicher Anfangsmassen von Hauptreihensternen mit zunehmender Anfangsbahnabstand vom Weißen Zwerg. Beide Effekte sind durch die abnehmende Massentransferrate mit abnehmender Masse des Hauptreihensterns und zunehmender Anfangsentfernung (vgl. Kap. 4.2) zu erklären. In Systemen, in denen Winde auftraten, war im Fall 0n die Eddington-Leuchtkraft, in den Fällen 1y und 2y die Obergrenze für stabiles Wasserstoffbrennen der bestimmende Parameter für die maximale Röntgenleuchtkraft. Da die Temperatur direkt an die Leuchtkraft gekoppelt ist, zeigt sich, daß mit abnehmender Masse des Hauptreihensterns die mittlere Energie der Röntgenphotonen abnimmt. Die Photonenenergien von Systemen mit Weißen Zwergen der Anfangsmasse 1 $M_\odot$ liegen im Bereich von 73 eV bis 52 eV ($Z = 0.02$) und 74 eV bis 62 eV ($Z = 0.001$). Eine Abhängigkeit von der Anfangsmasse des Weißen Zwerges wird nicht gefunden.

Vergleicht man diese Werte mit den in Tabelle 5 aufgeführten, durch ROSAT beob-

Tabelle 5: Diese Tabelle zeigt Energie der Röntgenphotonen, Röntgenleuchtkraft und Bahnperiode von durch ROSAT beobachteten superweichen Röntgenquellen (Kahabka & van den Heuvel 1997).

Sysytem Bezeichnung	E [eV]	L_X [10^{37}erg/s]	P [d]
RX J0513.9-6951	34-54	1.2-4.8	0.76
RX J0527.8-6954	27-68	0.038-3.0	-
CAL 83	34-54	0.38-4.8	1.04
CAL 87	68-86	1.2-9.5	0.44
RX J0019.8+2156	21-27	0.3-0.9	0.66
RX J0925.7-4758	70-100	0.03-0.07	3.8

achteten Quellen, findet man, daß die gemessenen Photonenenergien im Bereich der in dieser Arbeit berechneten Systeme liegen (berechnet: 47 eV bis 74 eV, gemessen 21 eV bis 100 eV). Die beobachteten Röntgenleuchtkräfte liegen allerdings mit Ausmahme des Systems RX J0513.9-6951 deutlich unter den Berechneten. Eine Ursache für die Abweichungen kann darin liegen, daß viele Quellen in der Phase zu- oder abnehmender Röntgenleuchtkraft beobachtet werden. Gute Übereinstimmung zeigen wieder die durch Bedeckungen ermittelten Bahnperioden mit den aus Simulationen gewonnenen (0.44 d bis 3.8 d beobachtet, 0.26 d bis 1.23 d aus Modellrechnungen).

5 Entwicklung des Hauptreihensterns nach der Supernovaexplosion

Hier wird die Frage untersucht, ob der Hauptreihenstern, der sich nach der SN Ia als Einzelstern weiterentwickelt, Spuren seiner Vergangenheit aufweist.

5.1 Entwicklung des Hauptreihensterns im Hertzsprung-Russell-Diagramm

Am Beispiel eines $1.6 M_{\odot}$ Sterns soll die Entwicklung von Hauptreihensternen der Metallizität $Z = 0.001$ im Hertzsprung-Russell-Diagramm beschrieben werden (Abb. 21). Mit dem Einsetzen des zentralen Wasserstoffbrennens auf der Alter-Null-Hauptreihe beginnt die Entwicklung des Sterns auf der Hauptreihe bis zum Einsetzen des Massentransfers (a $\rightarrow$ b). Das Alter des Sterns im Punkt b beträgt 1.09 Gyr. Die Phase des Massenverlustes ist durch einen dramatischen Abfall der Leuchtkraft gekennzeichnet. So nahm im hier betrachteten Fall die Leuchtkraft von $L = 21.9\,L_{\odot}$ bis auf $L = 3.09\,L_{\odot}$ ab. Die Effektivtemperatur des Sterns reduzierte sich dabei von 9300 K bei Einsetzen des Materieüberstroms auf 6400 K zum Zeitpunkt der Supernovaexplosion. Die Masse des Sterns sank auf $1.13 M_{\odot}$ (b $\rightarrow$ c). Vom Einsetzen des Massentransfers bis zur Typ Ia-Supernova vergingen 2.99 Myr. Während der nächsten 2.95 Myr entwickelt sich der durch den Materieverlust aus dem thermischen Gleichgewicht geratene Stern ins thermische Gleichgewicht zurück (c $\rightarrow$ d). In dieser Zeit steigt seine Leuchtkraft auf $7.96\,L_{\odot}$ und dessen Temperatur auf 7025 K. Der Stern setzt nun sein zentrales Wasserstoffbrennen fort (d $\rightarrow$ e). Das zentrale Wasserstoffbrennen hält 66.8 Myr an. Danach beginnt mit der Ausbildung einer Schalenquelle die Entwicklung zum Roten Riesen (e $\rightarrow$ f).

Die entsprechende Evolution eines Sterns solarer Metallizität ist in Abb. 22 dargestellt. Die Anfangsmasse des Sterns betrug $1.8\,M_{\odot}$, dessen Endmasse $1.35\,M_{\odot}$. Die Zeitspanne vor Einsetzen des Massentransfers beträgt 1.84 Gyr (a $\rightarrow$ b). Mit dem Einsetzen des Massentransfers reduzieren sich Temperatur und Leuchtkraft dieses Stern ebenfalls stark. So ging die Temperatur von 6833 K auf 5909 K und die Leuchtkraft von $15.2\,L_{\odot}$ auf $4.46\,L_{\odot}$ zurück (b $\rightarrow$ c). Nach Ende des Massentransfers durch die Explosion des Weißen Zwerges folgt die Relaxation ins thermische Gleichgewicht in einem Zeitraum von 8.91 Myr. Der bis dahin verbliebene Wasserstoff im Zentrum verbrennt in den nächsten 0.29 Gyr (d $\rightarrow$ e). Nach Ende des zentralen Wasserstoffbrennens folgt unter Bildung einer Wasserstoffschalenquelle die Entwicklung zum Roten Riesen.

Untersucht man Systeme einer Metallizität, in der die Hauptreihensterne die gleiche anfängliche Massen, der Weißen Zwerge aber eine Anfangsmasse von $0.8\,M_{\odot}$ besitzt, erkennt man, daß Hauptreihensterne in Kombination mit Weißen Zwergen der Anfangsmasse $0.8\,M_{\odot}$ eine größere Reduktion der Leuchtkraft erfahren, als solche mit Weißen Zwergen der Anfangsmasse $1\,M_{\odot}$. Dies kann durch den stärkeren Masseverlust des Hauptreihensterns begründet werden. So reduziert sich die Leuchtkraft eines Hauptreihensterns der Anfangsmasse $2\,M_{\odot}$ mit einem Weißen Zwerg der Anfangsmasse

$1\,M_\odot$ von $24.5L_\odot$ um $16.7\,L_\odot$, während ein Hauptreihenstern der selben Ausgangsmasse im selben Entwicklungsstadium mit einem Weißen Zwerg von $0.8\,M_\odot$ Startmasse seine Leuchtkraft von $24.0L_\odot$ um $21.4\,L_\odot$ reduziert. Vergleicht man noch Hauptreihensterne gleicher Anfangsmasse aber unterschiedlicher Metallizität, stellt man fest, daß Hauptreihensterne der Metallizität $Z = 0.001$ den größeren Verlust an Leuchtkraft zeigen. Als Beispiel sollen hier Hauptreihensterne, der Masse $1.8\,M_\odot$ der Metallizitäten $Z = 0.02$ und $Z = 0.001$ dienen. Der Stern der Metallizität $Z = 0.001$ reduziert seine Leuchtkraft von $35.5\,L_\odot$ um $33.0\,L_\odot$, während der Stern der Metallizität $Z = 0.02$ $16.7\,L_\odot$ einbüßt. Aus den genannten Fakten ergeben sich Hinweise für die Identifikation von Hauptreihensternen derart, daß die Suche auf Objekte geringer Leuchtkraft und Temperatur konzentriert werden muß.

5.2 Raumgeschwindigkeit des Hauptreihensterns nach der Explosion

Mit Hilfe des letzten berechneten Abstandes Hauptreihenstern-Weißer Zwerg kann die Raumgeschwindigkeit abgeschätzt werden, mit der sich der Hauptreihenstern nach der Explosion des Weißen Zwerges weiterbewegen wird. Dazu wird mit Hilfe des Schwerpunktsatzes der Radius der Bahn des Hauptreihensternes berechnet. Unter Verwendung des dritten Keplerschen Gesetzes wird die Umlaufzeit ermittelt. Mit der Annahme von Kreisbahnen wurde die Geschwindigkeit aus dem Quotienten des Bahnumfangs und der Umlaufzeit gewonnen. Die Bahngeschwindigkeiten liegen zwischen 139 und 261 km/s, wobei Systeme geringer Metallizität ($Z = 0.001$) auf Grund ihrer geringeren Abstände die höheren Geschwindigkeiten aufweisen. Daraus folgt, daß die Raumgeschwindigkeiten um den berechneten Betrag von der Geschwindigkeit benachbarter Sterne abweichen kann, die der Rotation um das galaktische Zentrum folgen. Für die Sonne mit einer Entfernung von 8 kpc vom galaktischen Zentrum beträgt die Geschwindigkeit, mit der sie sich um das Galaktische Zentrum bewegt, ca. 220 km/s. Die Geschwindigkeit, mit der die Materie durch die Supernovaexplosion in den Raum abgegeben wird, beträgt einige 1000 km/s und liegt um Größenordnungen über der Raumgeschwindigkeit des Hauptreihensterns. Daher bleibt der Hauptreihenstern lange Zeit im Zentrum des Supernovaüberrestes.

5.3 Chemische Entwicklung der Hauptreihenkomponenten

Ein Stern der Metallizität $Z = 0.001$ besteht zu Beginn seiner Entwicklung zu 75.7% aus Wasserstoff, zu 24.2% aus Helium und zu 0.1% aus schwereren Elementen (nach Massenanteilen). Hingegen sind Sterne der Metallizität $Z = 0.02$ aus 70% Wasserstoff, 28% Helium und 2% schwereren Atomsorten aufgebaut. Im Sternzentrum, in dem die wichtigsten Energiegewinnungsprozesse ablaufen, wird im Laufe der Entwicklung der Wasserstoffgehalt abnehmen und der Anteil schwerer Isotope zunehmen. Durch Konvektion werden diese Elemente in weiter außen liegende Schichten des Sterns transportiert. Die bei der Sternentstehung bereits vorhandenen Isotope werden auf Grund der nuklearen Prozesse im Sterninneren zum Teil abgebaut oder angereichert. Eine Durchmischung von Sternen der betrachteten Massen während der Hauptreihenentwicklung erfolgt nur im Kern und kernnahen Gebieten durch Konvektion. Entwickelt sich der Stern zum

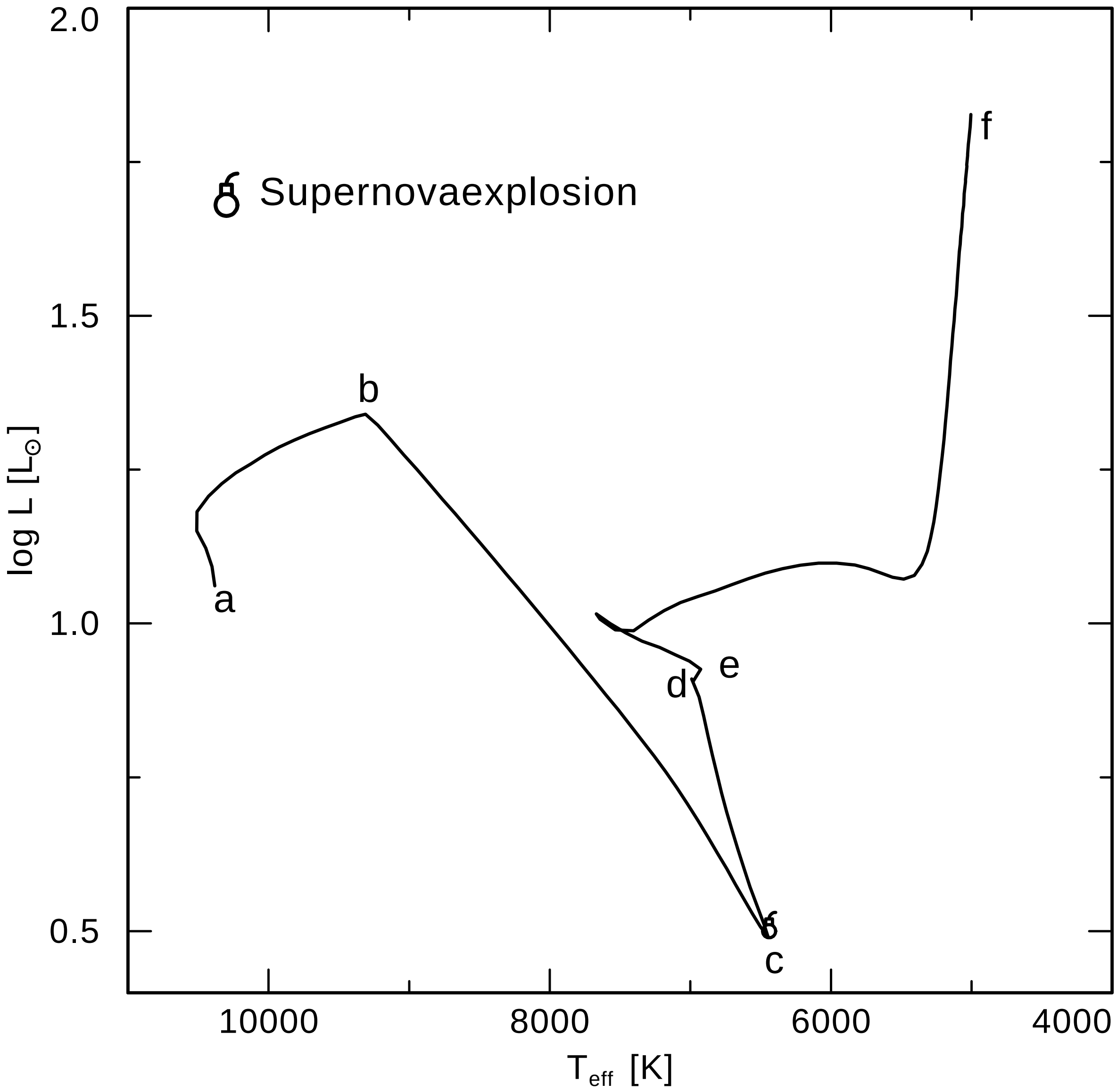

Abbildung 21: Hertzsprung-Russell-Diagramm eines $1.6\,M_\odot$ Sterns ($Z = 0.001$) in einem System mit einem $1\,M_\odot$ Weißen Zwerg (65y) vor, während und nach dem Massentransfer; (a) Beginn des zentralen Wasserstoffbrennens, (b) Einsetzen des Massentransfers, (c) Ende des Massentransfers, (c)$\rightarrow$(d) Relaxation ins thermische Gleichgewicht, (d)$\rightarrow$(e) Verbrennen des Verbliebenen zentralen Wasserstoffs, (e)$\rightarrow$(f) Entwicklung zum Roten Riesen. Die Typ Ia-Supernova ist durch eine Bombe symbolisiert.

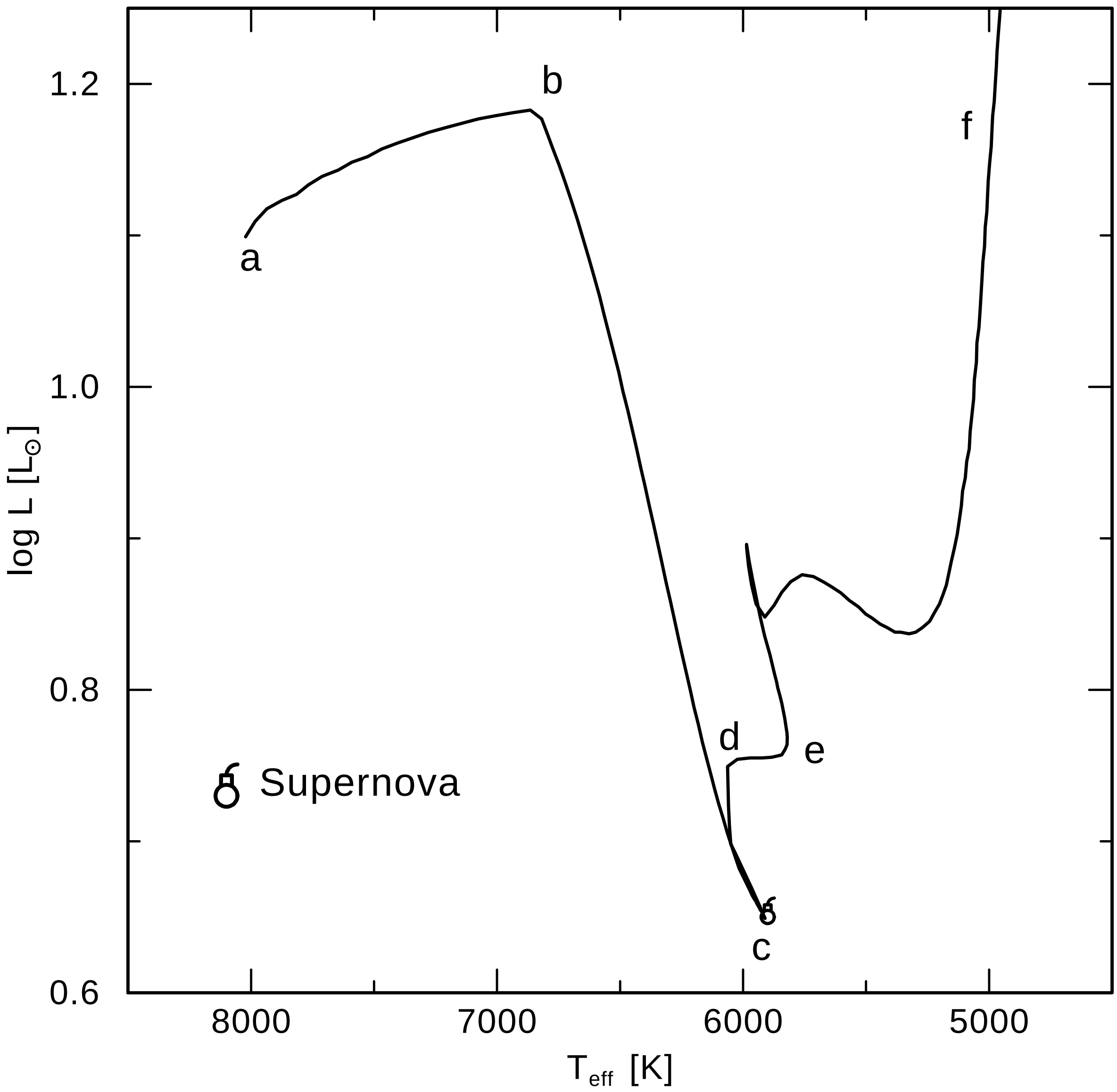

Abbildung 22: Hertzsprung-Russell-Diagramm eines $1.8\,M_\odot$ Sterns ($Z = 0.02$) in einem System mit einem $1\,M_\odot$ Weißen Zwerg (11y) vor, während und nach dem Massentransfer; (a) Beginn des zentralen Wasserstoffrennens, (b) Einsetzen des Massentransfers, (c) Ende des Massentransfers, (c)$\rightarrow$(d) Relaxation ins thermische Gleichgewicht, (d)$\rightarrow$(e) Verbrennen des verbliebenen zentralen Wasserstoffs, (e)$\rightarrow$(f) Entwicklung zum Roten Riesen. Die Typ Ia-Supernova ist durch eine Bombe symbolisiert

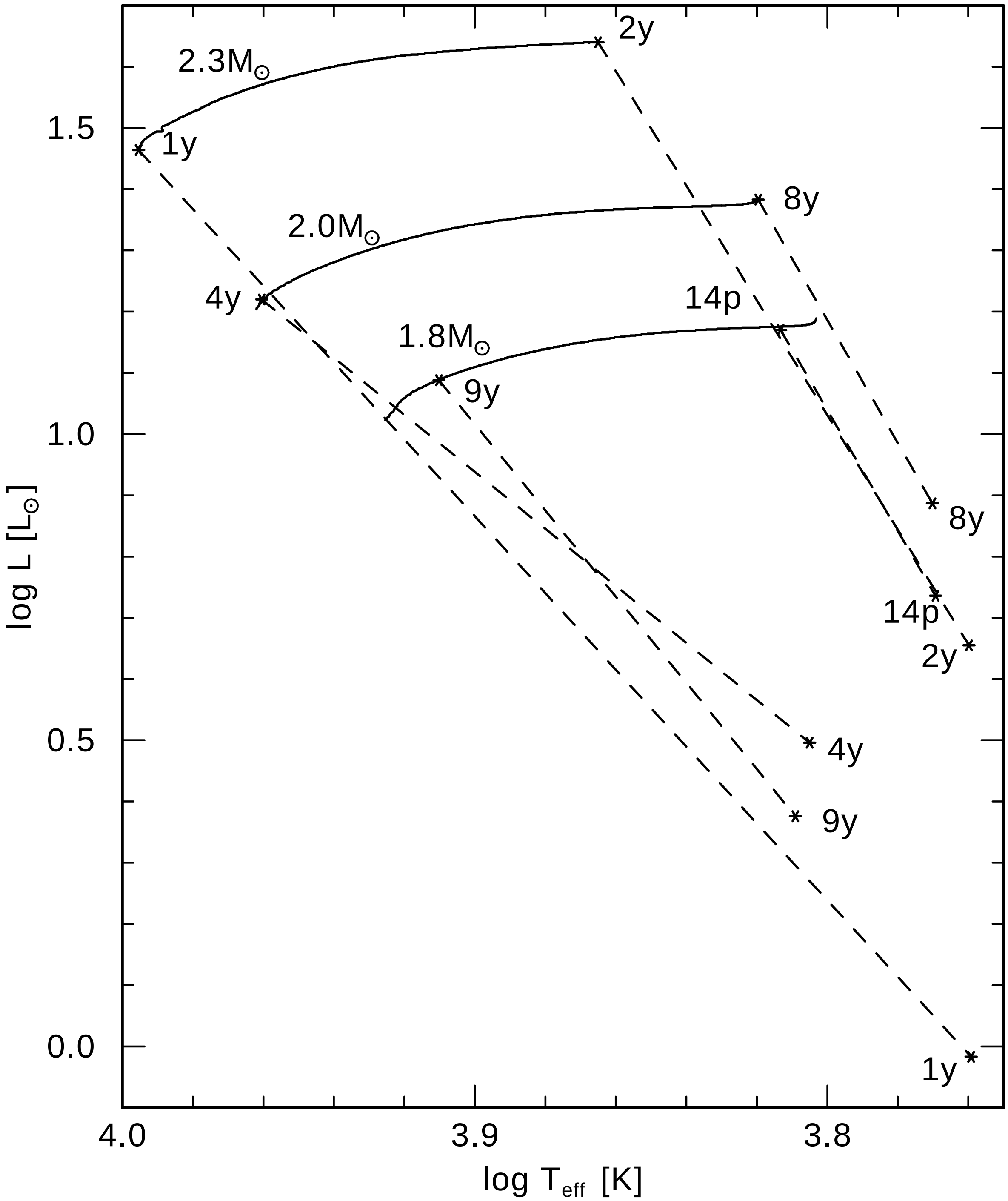

Abbildung 23: In dieser Abbildung sind die Positionen von Hauptreihensternen der Metallizität $Z = 0.02$ in Systemen mit Weißen Zwergen der Anfangsmasse $1\,M_{\odot}$ zu Beginn und Ende des Massentransfers durch Sterne symbolisiert und durch gestrichelte Linien verbunden. Die Entwicklung von Einzelsternen während des zentralen Wasserstoffbrennens ist durch durchgezogene Linien dargestellt.

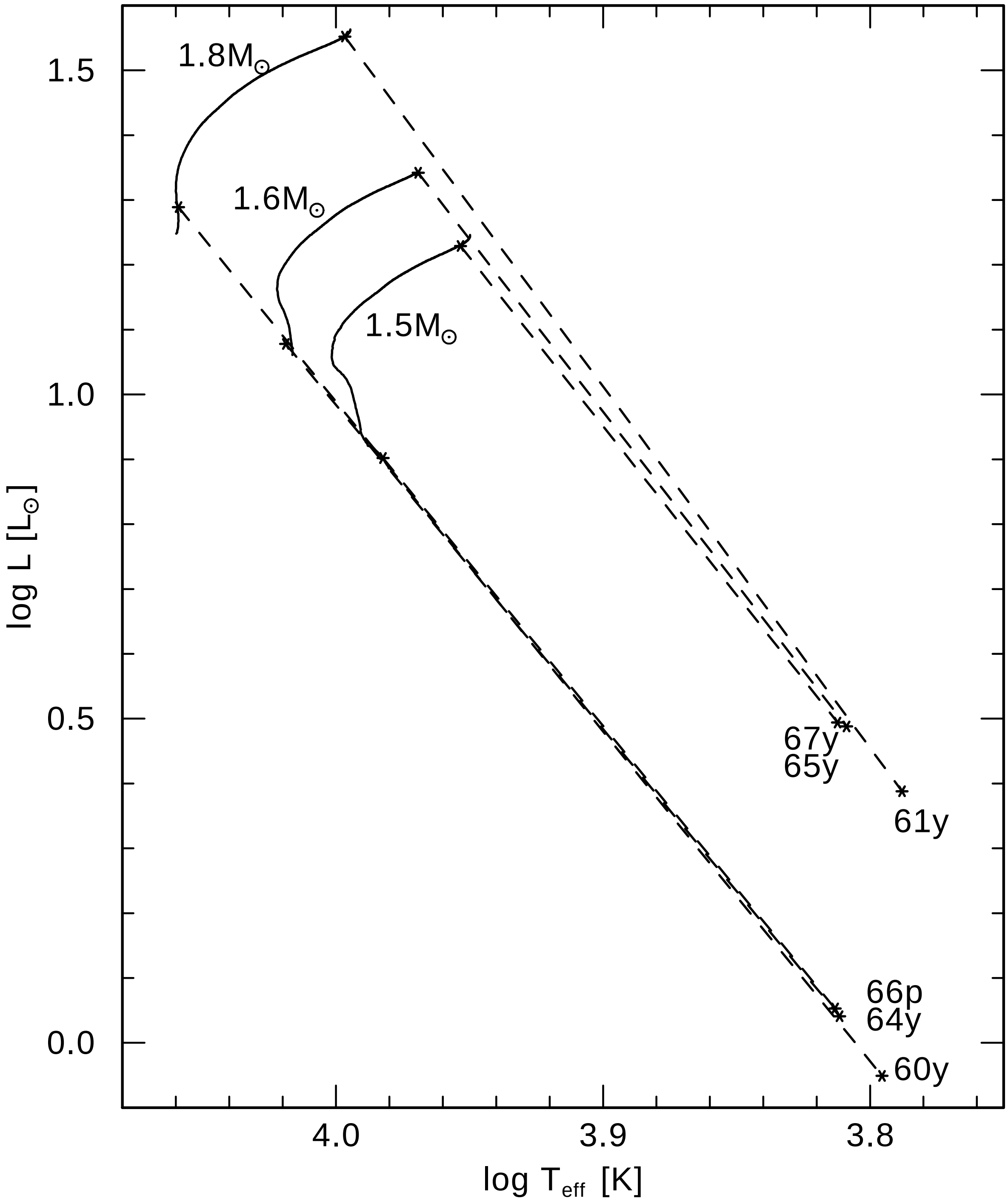

Abbildung 24: In dieser Abbildung sind die Positionen von Hauptreihensternen der Metallizität $Z = 0.001$ in Systemen mit Weißen Zwergen der Anfangsmasse $1\,M_\odot$ zu Beginn und Ende des Massentransfers durch Sterne symbolisiert und durch gestrichelte Linien verbunden. Die Entwicklung von Einzelsternen während des zentralen Wasserstoffbrennens ist durch durchgezogene Linien dargestellt.

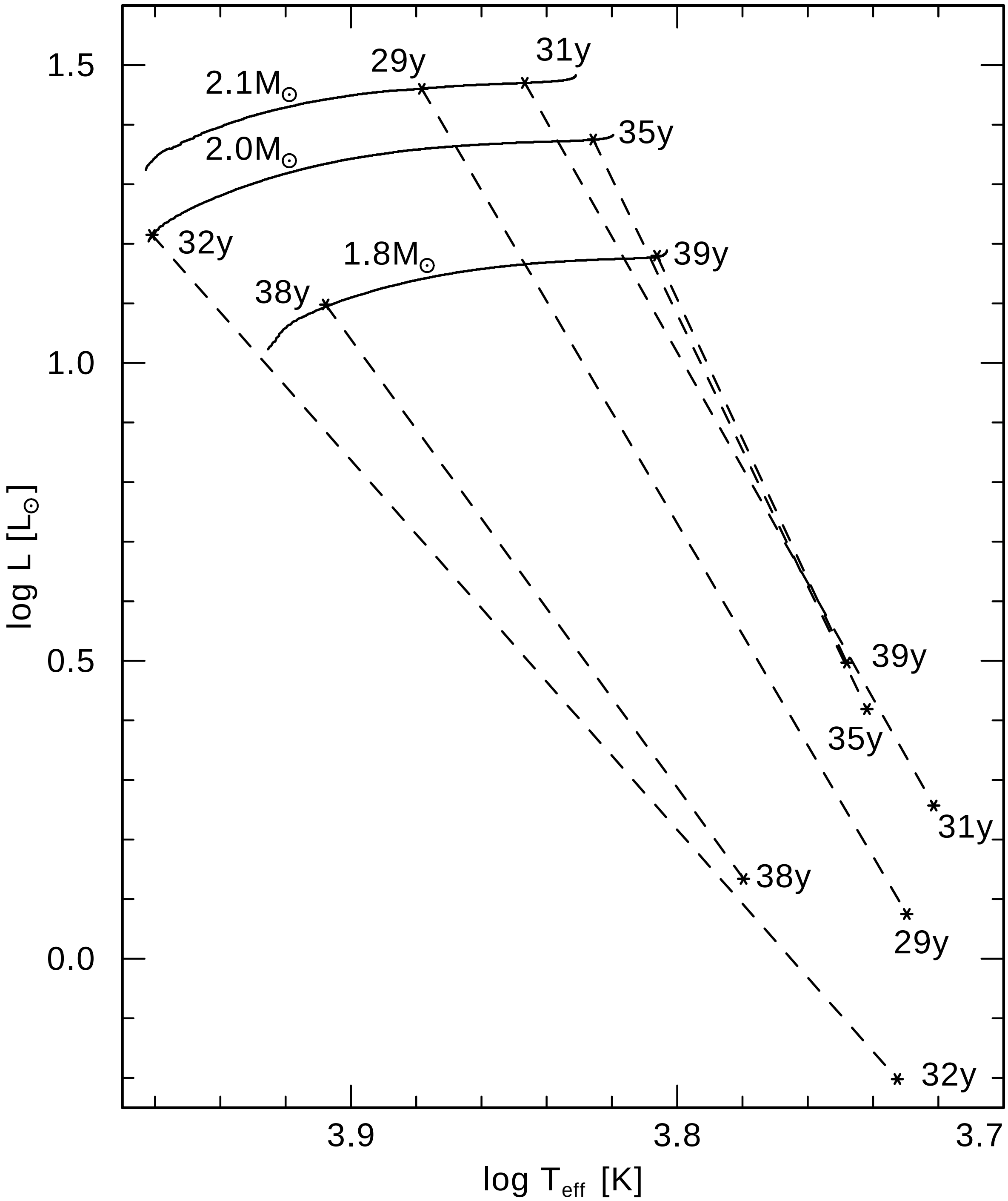

Abbildung 25: In dieser Abbildung sind die Positionen von Hauptreihensternen der Metallizität $Z = 0.02$ in Systemen mit Weißen Zwergen der Anfangsmasse $0.8\,M_\odot$ zu Beginn und Ende des Massentransfers durch Sterne symbolisiert und durch gestrichelte Linien verbunden. Die Entwicklung von Einzelsternen während des zentralen Wasserstoffbrennens ist durch durchgezogene Linien dargestellt.

Tabelle 6: Verhältnis von Oberflächenhäufigkeit zu Anfangshäufigkeit für die Isotope ^{3}He, ^{4}He, ^{6}Li ^{7}Li, ^{9}Be, ^{10}B, ^{11}B, ^{12}C, ^{13}C, ^{14}N, ^{15}N, ^{16}O, ^{17}O und ^{18}O nach dem Dredge-Up für Einzelsternen der Massen 2.4, 2.0, 1.9, 1.7 $M_\odot$ mit Z = 0.02 und 2.0, 1.8, 1.6, 1.4 $M_\odot$ mit Z = 0.001.

M [$M_\odot$]	^{3}He	^{4}He	^{6}Li	^{7}Li	^{9}Be	^{10}B	^{11}B	
2.4	5.94	1.08	0.009	0.016	0.03	0.13	0.10	
2.0	8.17	1.07	0.009	0.017	0.04	0.14	0.10	
1.9	9.08	1.06	0.009	0.017	0.04	0.14	0.10	
1.7	11.48	1.04	0.006	0.02	0.04	0.15	0.11	
2.0	133.9	1.07	0.006	0.01	0.03	0.12	0.09	
1.8	165.2	1.07	0.007	0.01	0.03	0.13	0.09	
1.6	210.4	1.07	0.008	0.02	0.04	0.14	0.11	
1.4	270.4	1.08	0.009	0.02	0.04	0.16	0.12	

M [$M_\odot$]	^{12}C	^{13}C	^{14}N	^{15}N	^{16}O	^{17}O	^{18}O	^{23}Na
2.4	0.65	2.88	2.58	0.54	0.95	55.6	0.59	1.00
2.0	0.65	2.86	2.44	0.55	0.97	39.9	0.60	1.00
1.9	0.66	2.89	2.37	0.55	0.98	31.0	0.61	1.00
1.7	0.68	2.93	2.18	0.57	1.00	3.84	0.63	1.00
2.0	0.57	2.67	2.84	0.47	0.97	19.1	0.51	1.00
1.8	0.59	2.69	2.55	0.49	0.99	15.9	0.54	1.00
1.6	0.64	2.80	2.38	0.53	0.99	6.1	0.58	1.00
1.4	0.68	2.86	2.19	0.57	1.0	2.78	0.64	1.00

Roten Riesen, wird seine Hülle vollständig konvektiv. Erreicht diese den Kern, spricht man vom "Dredge-Up". Man beobachtet, daß die Oberflächenanreicherung von Isotopen zum Ende des Dredge-Up konstant bleibt. Die Photosphärenhäufigkeiten nach Ende des Dredge-Up sind in Tabelle 6 für Einzelsterne unterschiedlicher Massen und Metallizitäten zusammengestellt. Man findet eine deutliche Anreicherung von ^{3}He, ^{13}C, ^{14}N und ^{17}O. Geringfügig erhöht sich auch die ^{4}He Häufigkeit. Sichtbar abgebaut werden die Isotope ^{12}C, ^{15}N und ^{18}O. Nahezu unverändert bleibt die ^{16}O und ^{23}Na -Häufigkeit. Stark dezimiert werden die leichten Isotope ^{6}Li, ^{7}Li, ^{9}Be, ^{10}B und ^{11}B.

In den Abbildungen 26 bis 29 sind chemische Profile der betrachteten Isotope in Abhängigkeit von der Massenkoordinate für einen 1.8 $M_\odot$ Stern der Metallizität Z=0.001 kurz vor Ende des zentralen Wasserstoffbrennens dargestellt (Wasserstoffgehalt im Zentrum 2%).

Kommt es zum Dredge-Up, werden die Isotope von Li, B und Be aus den Außengebieten des Sterns in heiße tiefere Bereiche gemischt und dort abgebaut. Damit ist erklärt, warum kaum Isotope dieser Elemente in den in Tabelle 6 aufgeführten Sternen beobachtet werden können. ^{14}N und ^{4}He sind Produkte des CNO-Zyklus. Daher ist deren Konzentration im Zentrum des Sterns deutlich höher als in den äußeren Gebieten. Diese Isotope werden in die Außenregionen gemischt und können dort im Vergleich zu den Ausgangshäufigkeiten in erhöhter Konzentration nachgewiesen werden. ^{13}C liegt

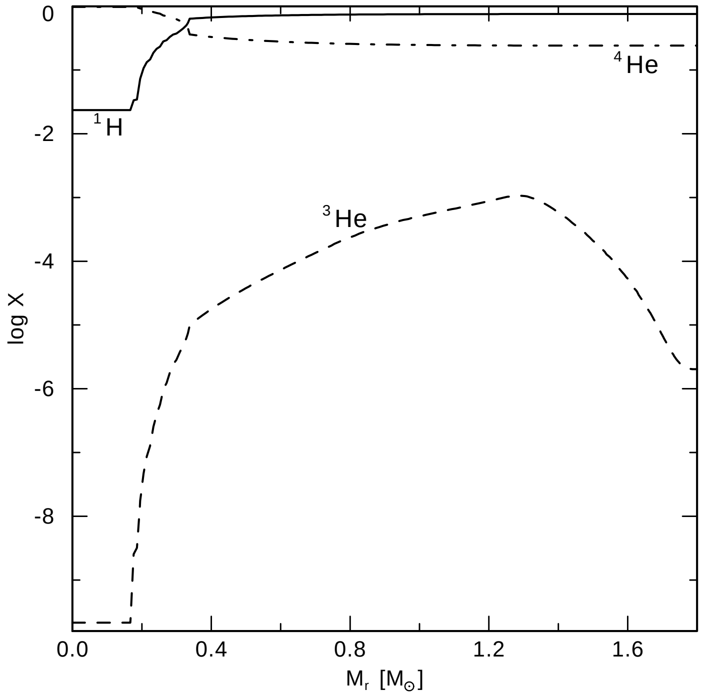

Abbildung 26: Chemisches Profil eines $1.8\,M_\odot$ Einzelsterns der Metallizität $Z = 0.001$ bei einem zentralen Wasserstoffgehalt von ca. 2%. Dargestellt sind die Isotope ^{1}H, ^{3}He und ^{4}He als Funktion der Massenkoordinate.

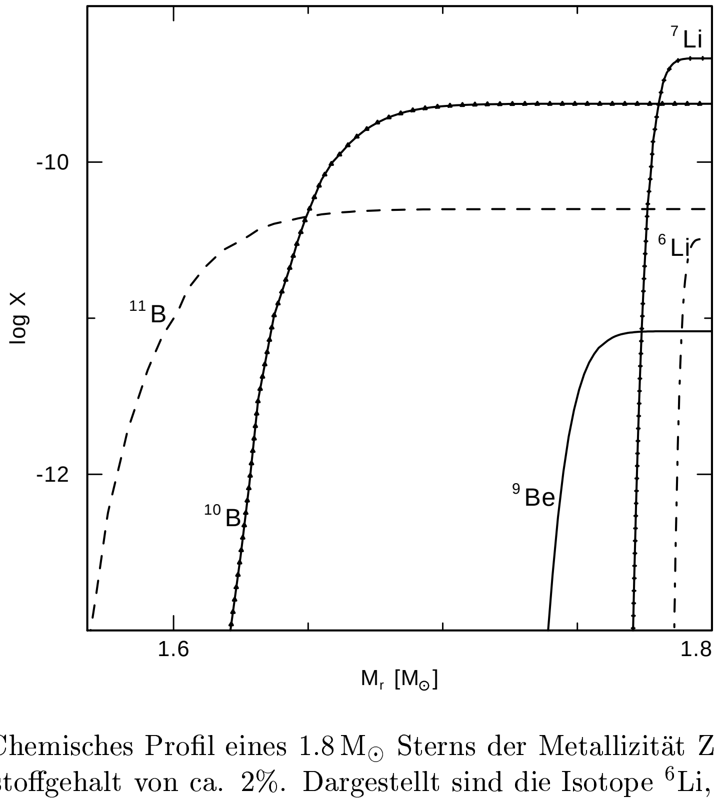

Abbildung 27: Chemisches Profil eines $1.8\,M_\odot$ Sterns der Metallizität $Z = 0.001$ bei einem zentralen Wasserstoffgehalt von ca. 2%. Dargestellt sind die Isotope ^{6}Li, ^{7}Li, ^{9}Be, ^{10}B und ^{11}B als Funktion der Massenkoordinate.

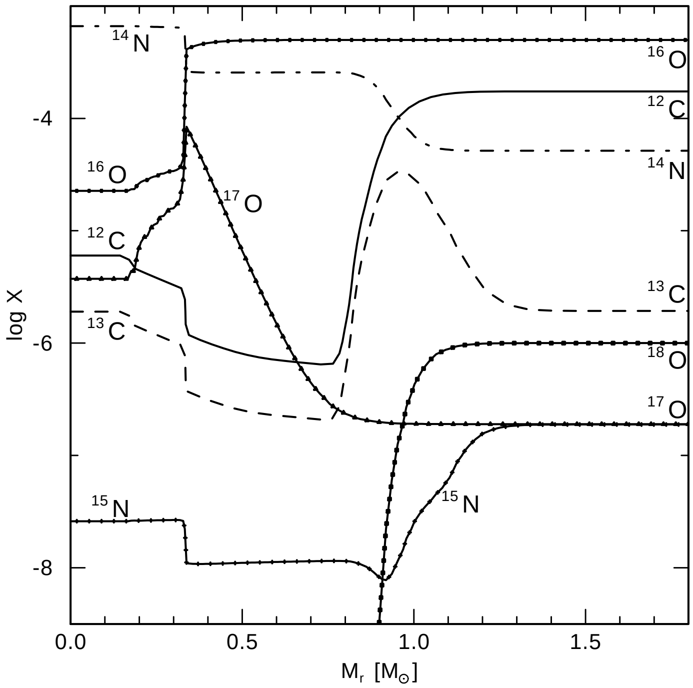

Abbildung 28: Chemisches Profil eines 1.8 $M_\odot$ Einzelsterns der Metallizität Z = 0.001 bei einem zentralen Wasserstoffgehalt von ca. 2%. Dargestellt sind die Isotope ^{12}C, ^{13}C, ^{14}N, ^{15}N, ^{16}O, ^{17}O und ^{18}O als Funktion der Massenkoordinate.

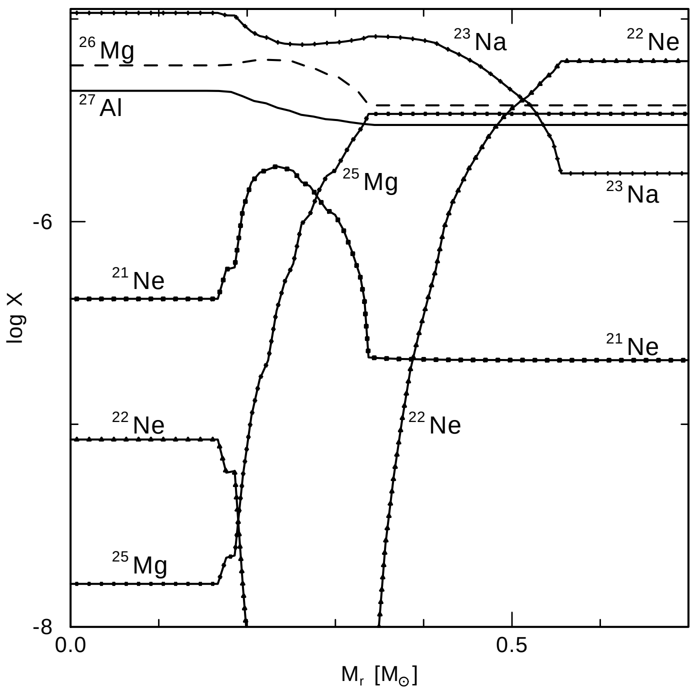

Abbildung 29: Chemisches Profil eines 1.8 $M_\odot$ Einzelsterns der Metallizität Z = 0.001 bei einem zentralen Wasserstoffgehalt von ca. 2%. Dargestellt sind die Isotope ^{21}Ne, ^{22}Ne, ^{23}Na, ^{25}Mg, ^{26}Mg, ^{27}Al als Funktion der Massenkoordinate.

Tabelle 7: Verhältnis von Oberflächenhäufigkeit zu Anfangshäufigkeit für die Isotope ^{3}He, ^{4}He, ^{12}C, ^{13}C, ^{14}N, ^{15}N, ^{16}O, ^{17}O, ^{18}O und ^{23}Na zum Zeitpunkt der Supernovaexplosion in der Photosphäre des Hauptreihensterns für die angegebenen Systeme. Die Isotope von Li, B und Be wurden vollständig abgebaut und sind daher nicht in der Tabelle aufgeführt.

Nr.	^{3}He	^{4}He	^{12}C	^{13}C	^{14}N	^{15}N	^{16}O	^{17}O	^{18}O	^{23}Na
1y	1.07	1	1	1	1	1	1	1	1	1
3y	6.71	1	1	1	1	1	1	1	1	1
8y	7.91	1	1	1	1	1	1	1	1	1
9y	8.65	1	1	1	1	1	1	1	1	1
13y	14.8	1	1	1	1	1	1	1	1	1
15y	12.2	1	1	1	1	1	1	1	1	1
17y	15.4	1	1	1	1	1	1	1	1	1
18y	12.9	1	1	1	1	1	1	1	1	1
20y	16.1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
22y	12.9	1	1	1	1	1	1	1	1	1
23y	15.3	1	1	1	1	1	1	1	1	1
54y	218	1	0.98	2.42	1	0.71	1	1	0.96	1
60y	209	1	0.99	1.05	1	0.98	1	1	1	1
62y	195	1	0.99	1.02	1	0.99	1	1	1	1
63y	474	1	0.97	1.98	1	0.79	1	1	0.97	1
64y	208	1	0.99	1.02	1	0.99	1	1	1	1
65y	622	1	0.99	1.13	1	0.97	1	1	0.99	1
67y	706	1	0.99	1.09	1	0.98	1	1	1	1
29y	4.33	1	0.08	2.22	4.61	0.06	1	2.92	0.02	1.06
31y	6.65	1.04	0.15	3.66	4.28	0.07	1	2.39	0.05	1.07
32y	7.45	1.01	0.91	7.28	1.12	0.34	1	1	0.77	1
35y	4.10	1.07	0.08	1.91	4.60	0.06	0.99	6.27	0.03	1.07
36y	16.8	1.01	0.99	1.48	1	0.89	1	1	0.99	1
37y	14.4	1.03	0.69	10.7	1.8	0.22	1	1.02	0.46	1
38y	22.6	1	0.99	1.10	1	0.97	1	1	0.99	1
39y	26.9	1.01	00.99	1.30	1	0.93	1	1	0.99	1
45y	28.1	1.01	0.99	1.64	1	0.90	1	1	0.99	1

vor Beginn des Dredge-Up in einem großen Teil des Sterns verstärkt vor, wird bei dessen Einsetzen in die Außenregionen des Sterns gemischt und liegt am Ende dieser Phase in gesteigerter Konzentration an der Oberfläche vor. ^{16}O und ^{23}Na liegen an der Sternoberfläche auch nach dem Dredge-Up in den ursprünglichen Häufigkeiten vor. Das Isotop ^{17}O liegt am Rand des konvektiven Kerns um mehr als zwei Größenordnungen häufiger vor, als in der Photosphäre des Sterns. Bei Einsetzen des Dredge-Up, wird dieses Isotop verstärkt in die Außenbezirke des Sterns transportiert und ist dann dort in erhöhter Konzentration nachweisbar.

Es soll nun die Frage untersucht werden, ob die masseabgebenden Hauptreihenster-

Tabelle 8: Verhältnis von Oberflächenhäufigkeiten zu Anfangshäufigkeiten für die Isotope ^{3}He, ^{4}He, ^{6}Li, ^{7}Li, ^{9}Be, ^{10}B, ^{11}B, ^{12}C, ^{13}C, ^{14}N, ^{15}N, ^{16}O, ^{17}O, ^{18}O und ^{23}Na zum Zeitpunkt der Supernovaexplosion (jeweils erste Zeile) und nach dem Dredge-Up (jeweils zweite Zeile).

Nr.	^{3}He	^{4}He	^{6}Li	^{7}Li	^{9}Be	^{10}B	^{11}B	
65y	622	1	0	$9.9\,10^{-9}$	0	0	0	
65y	253	1.13	0	$1.7\,10^{-9}$	0	0	0	
11y	13.9	1	0	$2.2\,10^{-10}$	0	$2.2\,10^{-9}$	0	
11y	16.2	1.10	0	$1.0\,10^{-10}$	0	$1.2\,10^{-11}$	0	
	^{12}C	^{13}C	^{14}N	^{15}N	^{16}O	^{17}O	^{18}O	23Na
65y	0.99	1.13	1	0.97	1	1	0.98	1
65y	0.39	3.77	3.29	0.24	0.99	14.6	0.l32	1.04
11	1	1	1	1	1	1	1	1
11	0.56	3.67	2.72	0.4	0.97	41.9	0.49	1.02

ne in den hier betrachteten Doppelsternsystemen nach der Supernovaexplosion chemisch veränderter Oberflächenhäufigkeiten zeigen. Dazu wurde zum Zeitpunkt der Explosion des Weißen Zwerges die Photosphäre der Hauptreihenkomponenten analysiert. Systeme, in denen die Metallizität des Hauptreihensterns $Z = 0.02$ betrug und die anfängliche Zwergmassen von $1\,M_\odot$ hatten, zeigten keine signifikante Änderung der ^{4}He, ^{12}C, ^{13}C, ^{14}N, ^{15}N, ^{16}O, ^{17}O und ^{18}O Häufigkeiten. In allen Fällen ist aber eine erhöhte Konzentration von ^{3}He auffällig, die mit abnehmender Anfangsmasse des Hauptreihensterns zunimmt. Man erkennt auch einen Einfluß des anfänglichen Bahnabstandes auf die ^{3}He-Häufigkeit. So ist diese bei Systemen mit großen Anfangsbahnabständen größer als bei Systemen mit anfänglich geringeren. Augenfällig ist der vollständige Abbau von ^{6}Li, ^{7}Li, ^{9}Be, ^{10}B und ^{11}B, d.h. eine Reduktion der Oberflächenhäufigkeiten dieser Isotope um mehr als zehn Größenordnungen. Exakte Zahlen für die Änderungen der Häufigkeiten sind der Tabelle 7 zu entnehmen. Nach erfolgter Explosion des Weißen Zwerges lassen sich die besprochenen Sterne an leichtesten durch das völlige Fehlen der Isotope des Li, B und Be identifizieren.

Ein im Vergleich zum eben Beschriebenen ähnliches Bild ergibt sich für Systeme der Metallizität Z=0.001 mit Weißen Zwergen der Anfangsmasse $1M_\odot$. Auch hier werden die Isotope des Li, Be und B vollständig abgebaut. ^{3}He wird um mehr als eine Größenordnung stärker in der Photosphäre der Hauptreihensterne angereichert als in Systemen der Metallizität Z=0.02. Die Häufigkeit dieses Isotops nimmt ebenfalls mit abnehmender Anfangsmasse des Hauptreihensterns zu. Allerdings kann hier kein Zusammenhang zwischen der Anfangsentfernung und der ^{3}He Konzentration gefunden werden. Die Häufigkeiten von ^{4}He, ^{14}N, ^{16}O, ^{17}O ^{18}O und ^{23}Na bleiben über allen Hauptreihensternmassen konstant. Auffällig für diese Systemklasse ist der Abbau von ^{12}C und ^{15}N und die Anreicherung von ^{13}C (vgl. Tab. 7). Diese Hauptreihensterne lassen sich anhand ihrer erhöhten ^{3}He und ^{13}C Häufigkeiten identifizieren.

An dieser Stelle soll die Oberflächenchemie von Hauptreihensternen der Metallizität $Z = 0.02$ in Kombination mit Weißen Zwergen mit anfänglich $0.8\,M_\odot$ untersucht werden. Auffällig ist wieder die starke Anhäufung von ^{3}He, das im Fall des masseärmsten Hauptreihensterns das 28-fache seiner Ausgangshäufigkeit erreicht. Die leichten

Isotope des Li, Be und B werden wie in den bereits untersuchten Systemen vollständig abgebaut. Eine leichte Anreicherung findet man für ^{4}He. Signifikant erhöhen sich die Konzentrationen von ^{13}C und ^{14}N. Hier ist zu erkennen, daß die Häufigkeiten mit abnehmender Masse des Hauptreihensterns ebenfalls abnehmen. Weiter findet man, daß für eine gegebene anfängliche Masse des Hauptreihensterns die Systeme mit anfänglich großeren Bahnperioden die größeren Häufigkeitsanomalien zeigen (vgl. Tab. 8).

Zum Abschluß sollen noch die Häufigkeiten zum Zeitpunkt der Supernovaexplosion mit denen zum Zeitpunkt des Dredge-Up für die sich als Einzelstern entwickelnden Hauptreihensterne verglichen werden. Untersucht wurden die Systeme 65y und 11y. Man erkennt in beiden Systemen eine starke Anreicherung von ^{3}He zur Zeit der Supernova. Diese Anreicherung wird bei dem Stern des Systems 65y im Gegensatz zum System 11y in der Postsupernovaentwicklung nicht fortgesetzt. Die Isotope ^{6}Li, ^{7}Li, ^{9}Be, ^{10}B, ^{11}B sind zum Zeitpunkt der Explosion bereits vollständig abgebaut. Die ^{4}He-Konzentration in beiden Systemen ändert sich erst während des Dredge-Up und steigt in beiden Fällen um ca. 10%. Mit Ausnahme von ^{13}C, das in 65y und 11y bereits zum Zeitpunkt der Supernova erhöht vorliegt, zeigen die Isotope ^{12}C, ^{14}N, ^{15}N, ^{16}O, ^{17}O und ^{18}O erst Häufigkeitsänderungen durch den Dredge-Up. ^{13}C und ^{14}N werden in der Photosphäre angereichert, die übrigen werden abgebaut (vgl. Tabelle 8).

6 Vergleich mit anderen Arbeiten

Die wichtigste Arbeit in diesem Rahmen, die auch den Ausgangspunkt zu dieser Studie darstellt, stammt von Li & van den Heuvel (1997). Sie betrachteten Hauptreihensterne der Metallizität $Z = 0.02$ in Kombination mit C/O-Weißen Zwergen der Startmasse $1.2\,M_\odot$ und $1\,M_\odot$. Die Anfangs-Endmassen-Relation für Weiße Zwerge (Weidemann & Koester 1983; Jeffries 1997) läßt nur wenige Weiße Zwerge mit Massen oberhalb 1.0 $M_\odot$ aus Einzelsternentwicklungen erwarten. Diese können aber aus der Entwicklung von engen Doppelsternsystemen erklärt werden (de Kool 1992).

Li & van den Heuvel (1997) fanden Supernovaereignisse für einen Anfangsperiodenbereich von 0.5 bis 2 Tagen mit Hauptreihensternen von $2\,M_\odot$ bis $3.4\,M_\odot$. Die obere Massengrenze von $3.4\,M_\odot$ ist deutlich größer als die in dieser Arbeit gefundene ($2.3\,M_\odot$; vgl. Kap. 4). Dies läst sich dadurch erklären, daß Li & van den Heuvel Massentransferraten bis zu $10^{-4}\,M_\odot/yr$ zulassen, also solche, die die Eddington-Akkretionsrate (s. Kap. 2.3) um bis zu 2 Größenordnungen überschreitet. Die hier vorgestellten Rechnungen dagegen werden für Massentransferraten, die mehr als dreimal größer sind als die Eddington-Akkretionsrate, abgebrochen. Die größere Massenuntergrenze bei Li & van den Heuvel geht auf ihrer Behandlung des Aufsammelns des transferierten Materials zurück. Sie verwenden eine Untergrenze des stabilen Wasserstoffbrennens als Funktion der aktuellen Masse des Weißen Zwerges. Akkretionsraten darunter führen zu Novaexplosionen, die das akkretierte Material in den interstellaren Raum abgeben. In der vorliegenden Studie wird die Akkumulation des Materials nach Kahabka & van den Heuvel (1997) vollzogen. Die Anfangsbahnperioden, die Li & van den Heuvel für Systeme mit Hauptreihensternen der Metallizität $Z = 0.02$ und Weiße Zwerge der Anfangsmasse $1M_\odot$ finden (0.5 bis 1.5 Tage), sind in guter Übereinstimmung mit denen der vorliegenden Arbeit (0.5 bis 1.8 Tage). Man findet einen Bereich, in dem die Ergebnisse von Li & van den Heuvels Arbeit mit denen dieser Studie überlappen.

Kobayashi et al. (1998) haben Doppelsternsysteme mit Hauptreihensterne der Metallizität $Z = 0.02$ und $Z = 0.004$ untersucht. Sie finden für Systeme mit $Z = 0.02$ SN Ia Vorläufer, deren Sterne sich in der Phase des zentralen Wasserstoffbrennens befinden, mit Anfangsmassen im Bereich zwischen 3.4 bis $1.8\,M_\odot$ und 0.5 bis 7.9 Tagen anfänglicher Bahnperiode. Im Unterschied zu der vorliegenden Arbeit wird von Kobayashi et al. (1998) der Weiße Zwerg-Wind metallizitätsabhängig berechnet. Damit läßt sich erklären, warum das Massenspektrum der Hauptreihensterne und die Anfangsbahnperioden zu großen Bahnperioden deutlich von denen in dieser Arbeit gefundenen abweicht. Sie erhalten SN Ia Vorläufer-Lebensdauern von rund 240 Myr bis 1.7 Gyr. Untersucht wurden auch Hauptreihenstern-Weißer Zwerg-Systeme der Metallizität $Z = 0.004$. Die Autoren finden Anfangsbahnperioden von 0.4 bis 3.8 Tagen. Die Anfangsmassen der Hauptreihensterne bewegen sich zwischen 2.6 und $1.8\,M_\odot$, mit Lebensdauern von bis zu 1.3 Gyr.

Hachisu et al. (1996) fanden für Systeme einer Metallizität von $Z = 0.02$ und Weißen Zwergen im Massebereich von $0.8M_\odot$ bis $1.2M_\odot$ materieabgebende Sterne mit Massen zwischen $1.20M_\odot$ und $1.5M_\odot$ bei Bahnperioden von 150-300 Tagen, die zur SN Ia führen (vgl. dazu auch Hachisu et al. 1989). Der Unterschied zur Arbeit von Li & van den Heuvel (1997) und zu der vorliegenden ist, daß Hachisu et al. (1996) Rote Riesen und keine Hauptreihensterne als Spendersterne verwendeten. Wie sich Massentransfer in

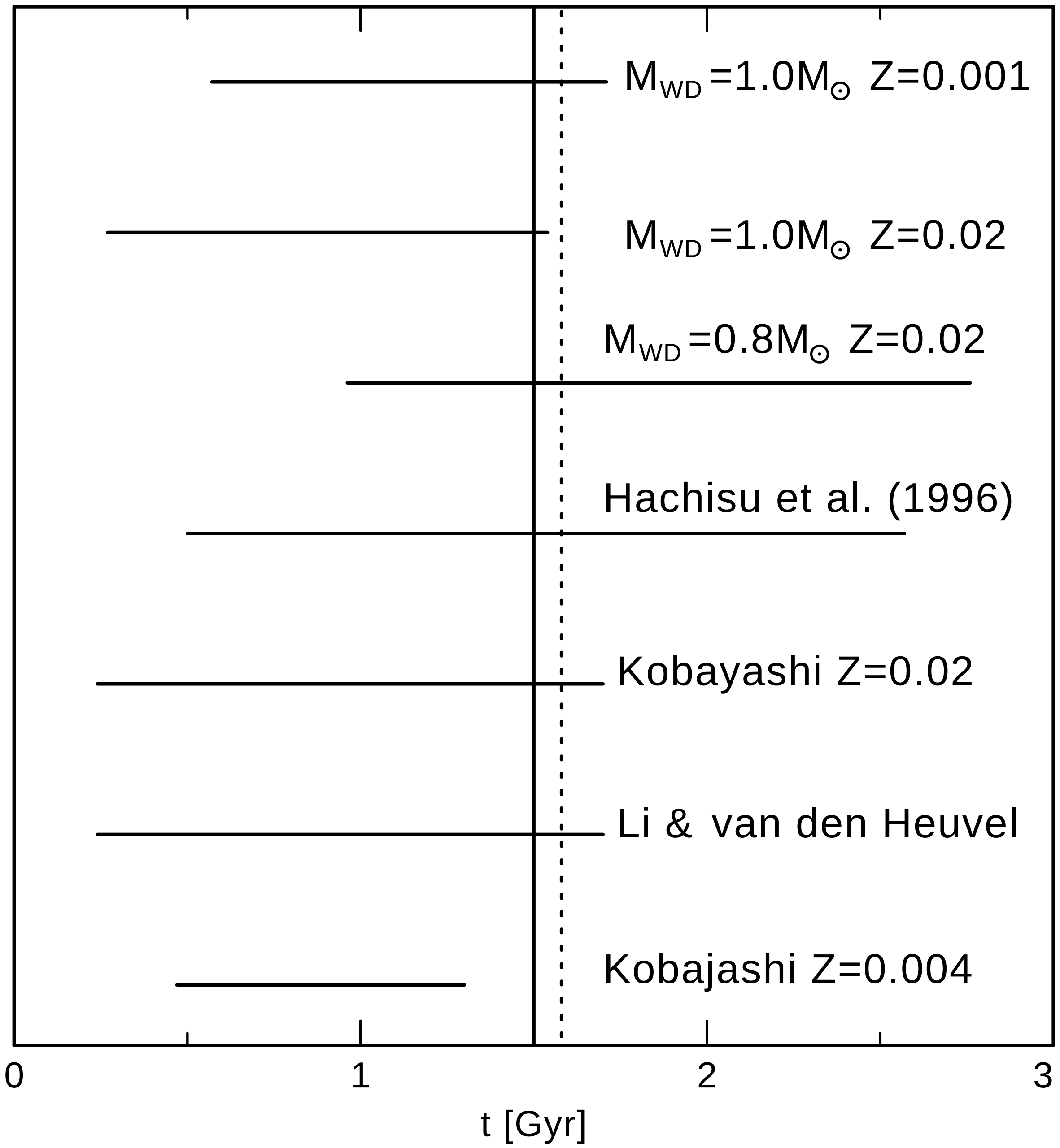

Abbildung 30: In dieser Abbildung sind die Lebensdauern der Vorläufersysteme von Typ Ia-Supernovaexplosionen dargestellt. Die senkrechte durchgezogene Linie markiert den durch Yoshii et al (1996) aus der chemischen Entwicklung der Milchstraße gewonnenen Wert für die mittlere Lebensdauer von SN Ia Vorläufersystemen. Die senkrechte gestrichelte Linie ist die aus der Zählung von Supernovaereignissen erhaltene mittlere Lebensdauer von Ruiz-Lapuente & Canal (1998). Weiter sind von oben nach unten die Lebensdauern von den in dieser Arbeit ermittelten SN Ia Vorläufern für zwei Metallizitäten ($Z = 0.02$ und $Z = 0.001$) sowie für zwei Anfangsmassen von Weißen Zwergen ($1\dot{M}_\odot$ und $0.8\,M_\odot$) abgebildet. Die Lebensdauern von Hachisu et al. (1996) entsprechen den Entwicklungszeiten von Systemen, in denen der masseverlierende Stern das Rote-Riesen-Stadium erreicht hat. Li & van den Heuvel (1997) untersuchten Hauptreihensterne der Metallizität $Z = 0.02$. Kobajashi et al. (1998) betrachteten Hauptreihensterne der Metallizitäten $Z = 0.02$ und $Z = 0.004$.

diesem Stadium der Sternentwicklung vollzieht, ist in der vorliegenden Arbeit nicht untersucht worden. Auch Li & van den Heuvel finden die Möglichkeit, Roten Riesensterne mit Bahnperioden von 70 bis 800 Tagen als masseverlierende Sterne heranzuziehen, um eine Typ Ia-Supernova zu bekommen.

Eine weitere Arbeit, die sich mit Vorläufern von Supernovae des Typs Ia befaßt, stammt von Tsujimoto et al. (1998). Sie untersuchen die Zeitskalen der Änderung des Verhältnisses von Eisen zu Sauerstoff während der frühen chemischen Entwicklung der Milchstraße, in dem Hauptreihensterne in einem Massebreich von 1.5 bis $2\,M_\odot$ als Partner für Weiße Zwerge im Massebereich von 0.8 bis $1.2\,M_\odot$ für die Eisenerzeugung durch Typ Ia-Supernovae herangezogen werden. Diese überdecken Lebensdauern von 1.1Gyr bis 2.7 Gyr. Sie finden, daß das Eisen-zu-Sauerstoff-Verhältnis am besten durch Systeme wiedergegeben wird, deren Vorläufer eine Lebensdauer von 1.5 Gyr besitzen.

Eine Arbeit, die ebenfalls versucht, die Lebensdauern von SN Ia Verläufersystemen abzuschätzen, wurde von Yoshii at al. (1996) veröffentlicht. Diese Autoren untersuchen die chemische Entwicklung der Sonnenumgebung. Es wurden aus Spektren von Sternatmosphären des Eisen-zu-Sauerstoffverhältnis bestimmt und dieses gegen das Eisen-zu-Wasserstoffverhältnis aufgetragen. Nun wurde versucht, die so gefundene Verteilung unter Variation der Lebensdauern von SN Ia Vorläufern sowie der Einfallzeit von Materie aus dem galaktischem Halo als freie Parameter zu fitten. Die beste Übereinstimmung wurde mit einer Einfallzeit von 5 Gyr und einer SN Ia Lebensdauer von 1.5 Gyr erzielt.

Die letzte Arbeit die hier aufgeführt werden soll, ist die von Ruiz-Lapuente & Canal (1998). Ausgehend von Supernovazählungen in Abhängigkeit von der Rotverschiebung wird versucht, den Bereich der Lebensdauern von SN Ia Vorläufersystemen zu finden. Sie finden Lebensdauern von 0.62 Gyr bis 7.9 Gyr, mit einem Schwerpunkt bei 1.58 Gyr.

Vergleicht man die Lebensdauern von SN Ia Vorläufersystemen dieser Arbeit mit denen der oben besprochenen Autoren, findet man ohne Berücksichtigung der Masse des Weißen Zwerges Zeiten von 240 Myr bis 2.7 Gyr bis zur SN Ia. Sehr gute Übereinstimmung zeigen die Ergebnisse von Li & van den Heuvel (1997) und Kobayashi (1998) ($Z = 0.02$) mit den in dieser Arbeit ermittelten Zeiten für Systeme mit Weißen Zwergen der Anfangsmasse $1\,M_\odot$. Behält man die Metallizität bei, wechselt aber zu Weißen Zwergen der Anfangsmasse $0.8\,M_\odot$, so benötigen die Systeme deutlich länger als Systeme mit Weißen Zwergen der Anfangsmasse $1\,M_\odot$, bis zu 2.7 Gyr, um sich in eine SN Ia zu entwickeln. Reduziert man die Metallizität und geht wieder zu Weißen Zwerges der Anfangsmasse $1\,M_\odot$ über, findet man für $Z = 0.004$ auffallend geringere Lebensdauern bis maximal 1.3 Gyr. Reduziert man die Metallizitt weiter auf $Z = 0.001$ findet man eine Lebensdauer, die mit bis zu 1.7 Gyr weitaus höher liegt. Hier drücken sich besonders klar die unterschiedlichen Behandlungsweisen des Windes vom Weißen Zwerg aus. Da Supernovazählungen in Abhängigkeit von der Rotverschiebung stark fehlerbehaftet sind, ist ein Vergleich mit der Arbeit von Ruiz-Lapuente & Canal (1998) schwer. Deren untere Grenze ist in gutem Einklang mit den Resultaten der anderen Autoren, einschließlich denen der vorliegenden Arbeit. Die Obergrenze scheint in Bezugnahme auf die aufgezählten Arbeiten fragwürdig, da sie diese um einen Faktor drei deutlich überschreiten. Allerdings ist das von ihnen bestimmte Schwerpunktalter von 1.58 Gyr gut verträglich mit dem aus der chemischen Entwicklung der Milchstraße abgeleiteten Wert von Yoshii et al. (1996) von 1.5 Gyr. Alle Systeme mit Ausmahme derer der Metallizität $Z = 0.004$ haben Vertreter, deren Lebensdauern 1.5 Gyr betragen.

7 Literatur

Alexander 1994: BAAS 184, #55.10

Arnett D., Livne E. 1994: ApJ 427, 315

Barbon R., Capellaro E., Turatto M. 1991, in: Supernovae, Proc. of 10^{th} Santa Cruz Workshop in Astronomy and Astrophysics, S. Woosley (Ed.), Springer-Verlag, S. 720

Barbuy B. 1988: A&A 191, 121

Belczynski K., Mikolajewska J. 1998: MNRNS 296, 77

Böhm-Vitense E. 1989: Introduction To Stellar Astrophysics, Cambridge University Press, 229ff

Braun H. 1997: Dissertation, LMU München

Cassisi S., Iben I. Jr., Tornambe A. 1998: ApJ 496, 376

Chandrasekhar S. 1933: MNRAS 93, 390

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

de Kool M. 1992: A&A 261, 188

Dogget J.B., Branch D.1985: AJ 90, 2303

Edvardsson B., Andersen J., Gustafsson B., Lambert D.L., Nissen P.E., Tomkin J. 1993: A&A 275, 101

El Eid M.F.,Fricke K.J., Ober W.W. 1983: A&A 119, 54

Eggleton P.P. 1983: ApJ 268, 368

Ensman L., Woosley S.E. 1991, in: Supernovae, Proc. of 10^{th} Santa Cruz Workshop in Astronomy and Astrophysics, S. Woosley (Ed.), Springer-Verlag p. 556

Tomkin J. 1993: A&A 275, 101

Greiner J. 1996: Supersoft X-ray sources, J.Greiner (Ed.), Berlin:Springer-Verlag

Hachisu I., Kato M., Saio H. 1989: ApJ 342, L19

Hachisu I., Kato M., Nomoto K. 1996: ApJ 470, L97

Heber U., Napiwotzki R., Reid I.N. 1997: A&A 323, 819

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

Iben I. Jr., Tutukov A.V. 1984: ApJS 54, 335

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

Iglesias C.A., Rogers F.J. 1996: ApJ 464, 943

Jeffries R.D. 1997: MNRAS 288, 585

Kahabka P., van den Heuvel E.P.J. 1997: Ann. Rev. Astron. Astrophys. 35, 69

Kippenhahn R., Weigert A. 1990: Stellar Structure and Evolution, Springer-Verlag, S. 174ff

Kobayashi C., Tsujimoto T., Nomoto K., Hachisu I., Kato M. 1998: in Druck in ApJL

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

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

Leibundgut B. 1991, in: Supernovae, Proc. of 10^{th} Santa Cruz Workshop in Astronomy and Astrophysics, S. Woosley (Ed.), Springer-Verlag S. 751

Li X.D., van den Heuvel E.P.J. 1997: A&A 322, L9

Maeder A., Meynet G. 1991: A&AS 89, 451

Minkowski R. 1941: PASP 53, 224

Nomoto K. 1982: ApJ 253, 798-810

Nomoto K., Kondo Y. 1991: ApJ 367, L19

Nomoto K., Shigeyama T. 1991, in: Supernovae, Proc. of 10^{th} Santa Cruz Workshop in Astronomy and Astrophysics, S. Woosley (Ed.), Springer-Verlag, S. 572

Nugent P., Baron E., Hausschildt P.H., Branch D. 1995: ApJ 441, L33

Patterson J., Kemp J., Shambrook A., Thorstensen J.R., Skillman D.R., Gunn J., Jensen L., Vanmunster T., Shugarov S., Mattei J.A., Shahbaz T., Novak R. 1998: PASP 110, 380

Pringle J.E. 1985: in Interacting Binary Stars, J.E. Pringle and R.A. Wade (Ed.), Camridge University Press, S. 1

Ober W. W., El Eid M.F., Fricke K.J. 1983: A&A 119, 61

O'Brien T.J., Cohen J.G. 1998: ApJ 498, L59

Provencal J.L., Shipman H.L., Hog E., Thejll P. 1998: ApJ 494, 759

Ritter H. 1988: A&A 202, 93

Ruiz-Lapuente P., Canal R.1998: ApJ 497, L57

Schaller G., Schaerer D., Meynet G., Maeder A. 1992: A&A Suppl. Ser. 96, 269

Spruit H.C. 1998: A&A 333,603

Truck-Chieze S., Däppen W., Fossat E., Provost J., Schatzmann E.,Vignaud D. 1993: Phys. Rep. 230, 57

Tsujimomto T., Kobayashi C., Nomoto K. 1998: in Proceedings of the 9^{th} Workshop on Nuclear Astrophysics

Weidemann V., Koester D. 1983: A&A 121, 77

Wellstein S. 1998: private Mitteilungen

Wheeler J.C., Harkness R. 1990: in Supernovae, A. Petscheh (Ed.), Springer-Verlag

Woosley S.E. Weaver T.A. 1986: ARA&A 24, 205

Woosley S.E. Weaver T.A. 1994: ApJ 423, 371

van Paradijes J., McClintock J.E. 1994: A&A 290, 133

van Teeseling A., Reinsch K., Hessmann F.V., Beuermann K. 1997: A&A 323, L41

Vennes S., Fontaine G., Brassard P. 1995: A&A 296, 117

Yoshii Y., Tsujimoto T., Nomoto K. 1996: ApJ 462, 266

Yungelson L., Livio M. 1998: ApJ 497, 168

A Liste der Schlüsselgrößen aller Systeme

Tabelle 9: In dieser Tabelle sind alle berechneten Systemen mit Hauptreihensternen der Metallizität Z=0.02, aufgelistet. Spalte 1: Nummer des Systems, Spalte 2: anfängliche Massen des Hauptreihensterns und des Weißen Zwerges, Spalte 3: anfängliche Bahnperiode des Systems, Spalte 4: minimal erreichte Bahnperiode des Systems, Spalte 5: maximal mögliche Masse des C/O-Kerns des Weißen Zwerges, Spalte 6: Masse des Hauptreihensterns zur Zeit der SN Ia, Spalte 7: Masse, die durch den Wind vom Weißen Zwerg aus dem System verloren wird, Spalte 8: Masse, die vom Weißen Zwerg akkretiert wurde, sobald die Massentransferrate größer $10^{-7} M_{\odot}/yr$ war, Spalte 9: maximale Massentransferrate, Spalte 10: maximale Röntgenleuchtkraft, Spalte 11: Verhältnis von Rotations- zur kritischen Rotationsgeschwindigkeit, Spalte 12: Drehimpuls des Weißen Zwerges zur Zeit der SN Ia bzw. zum Zeitpunkt des Abbruchs der Rechnung

Nr.	M_*+M_{WD}	P_i	P_{min}	M_{CO}	M_{*f}	ΔM_{Wd}	M_{-7}	$\dot{M}_{*max}$ 10^{-7}	L_X 10^{38}	v_{rot}	D_{WD} 10^{50}
	$M_{\odot}+M_{\odot}$	d	d	$M_{\odot}$	$M_{\odot}$	$M_{\odot}$	$M_{\odot}$	$M_{\odot}$/yr	erg/s	v_{crit}	erg s
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
0n	2.4+1	1.69	1.49	1.05	-	0.03	0.04	11.0	1.63	0.12	0.31
1y	2.3+1	0.51	0.27	1.94	1.58	0.28	0.80	7.47	1.80	0.73	2.88
2y	2.3+1	1.74	0.90	1.93	1.47	0.39	0.81	8.68	1.80	0.72	2.60
3y	2.1+1	1.65	1.11	1.85	1.66	0.00	0.72	3.90	1.72	0.72	2.88
4y	2.0+1	0.69	0.49	1.80	1.56	0.00	0.63	3.75	1.66	0.72	2.88
5y	2.0+1	1.07	0.76	1.77	1.56	0.00	0.63	3.49	1.54	0.72	2.88
6y	2.0+1	1.29	0.91	1.75	1.56	0.00	0.60	3.03	1.34	0.72	2.88
7y	2.0+1	1.63	1.16	1.69	1.55	0.00	0.52	2.35	1.04	0.72	2.88
8y	2.0+1	1.73	1.22	1.70	1.55	0.00	0.52	2.27	1.00	0.72	2.88
9y	1.8+1	0.54	0.42	1.54	1.35	0.00	0.25	1.45	0.64	0.72	2.88
10y	1.8+1	0.95	0.74	1.53	1.35	0.00	0.28	1.43	0.63	0.72	2.88
11y	1.8+1	1.14	0.88	1.48	1.35	0.00	0.15	1.10	0.48	0.72	2.88
12y	1.8+1	1.22	0.94	1.46	1.35	0.00	0.00	0.97	0.43	0.73	2.93
13y	1.8+1	1.25	0.97	1.45	1.35	0.00	0.00	0.92	0.40	0.74	2.94
14p	1.8+1	1.33	1.02	1.44	-	0.00	0.00	0.83	0.37	0.72	2.84
15y	1.78+1	0.59	0.46	1.53	1.37	0.00	0.25	1.44	0.64	0.72	2.88
16y	1.78+1	0.96	0.75	1.44	1.33	0.00	0.22	1.26	0.56	0.72	2.88
17y	1.78+1	1.14	0.89	1.45	1.33	0.00	0.00	0.93	0.41	0.73	2.93
18y	1.76+1	0.60	0.47	1.51	1.31	0.00	0.22	1.34	0.59	0.72	2.88
19y	1.76+1	0.96	0.76	1.47	1.31	0.00	0.12	1.09	0.48	0.72	2.88
20y	1.76+1	1.00	0.78	1.46	1.31	0.00	0.08	1.04	0.46	0.73	2.92
21n	1.76+1	1.07	0.84	1.44	-	0.00	0.00	0.91	0.40	0.73	2.91

Fortsetzung auf der nächsten Seite

Tabelle 9: Fortsetzung

Nr.	M_*+M_{WD}	P_i	P_{min}	M_{CO}	M_{*f}	ΔM_{Wd}	M_{-7}	$\dot{M}_{*max}$ 10^{-7}	L_X 10^{38}	v_{rot}	L_{WD} 10^{50}
	$M_\odot$+$M_\odot$	d	d	$M_\odot$	$M_\odot$	$M_\odot$	$M_\odot$	$M_\odot$/yr	erg/s	v_{crit}	ers s
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
22y	1.74+1	0.57	0.47	1.48	1.29	0.00	0.16	1.16	0.51	0.72	2.88
23y	1.74+1	0.63	0.52	1.48	1.29	0.00	0.18	1.23	0.54	0.74	2.94
24p	1.74+1	0.96	0.77	1.43	-	0.00	0.00	0.94	0.42	0.73	2.88
25n	2.1+0.8	0.59	0.28	1.00	-	0.28	0.12	10.5	1.05	0.47	1.16
26n	2.1+0.8	0.94	0.42	0.98	-	0.32	0.12	10.3	1.05	0.45	1.08
27n	2.1+0.8	1.12	0.50	0.99	-	0.33	0.18	10.3	1.05	0.46	1.11
28p	2.1+0.8	1.16	0.41	1.44	-	0.72	0.55	10.8	1.05	0.72	4.05
29y	2.1+0.8	1.19	0.43	1.44	0.74	0.72	0.55	10.9	1.05	1.02	4.06
30y	2.1+0.8	1.23	0.44	1.45	0.75	0.71	0.54	10.6	1.05	1.02	4.06
31y	2.1+0.8	1.53	0.58	1.49	0.79	0.66	0.58	9.80	1.05	1.02	4.06
32y	2.0+0.8	0.60	0.28	1.56	1.05	0.31	0.61	4.49	1.05	1.02	4.08
33y	2.0+0.8	0.78	0.35	1.54	0.90	0.35	0.61	4.72	1.05	1.02	4.06
34y	2.0+0.8	1.55	0.76	1.60	1.12	0.24	0.63	4.45	1.05	1.02	4.08
35y	2.0+0.8	1.79	0.75	1.60	0.66	0.69	0.63	9.08	1.05	1.02	4.06
36y	1.9+0.8	0.60	0.33	1.44	1.17	0.09	0.61	3.16	1.05	1.02	4.06
37y	1.9+0.8	1.66	0.87	1.44	0.93	0.09	0.64	5.05	1.05	1.02	4.06
38y	1.8+0.8	0.58	0.36	1.50	1.15	0.00	0.50	2.00	0.88	1.03	4.09
39y	1.8+0.8	1.36	0.83	1.46	1.15	0.00	0.45	1.85	0.82	1.04	4.13
40n	1.7+0.8	0.66	0.43	1.38	-	0.00	0.33	1.40	0.62	0.97	3.67
41n	1.7+0.8	0.76	0.50	1.38	-	0.00	0.34	1.41	0.62	0.98	3.68
42n	1.7+0.8	0.81	0.53	1.37	-	0.00	0.32	1.38	0.61	0.97	3.66
43n	1.7+0.8	1.01	0.66	1.35	-	0.00	0.24	1.21	0.53	0.96	3.49
44y	1.7+0.8	1.33	0.87	1.62	0.87	0.00	0.33	1.38	0.61	1.04	4.14
45y	1.7+0.8	1.50	0.98	1.69	1.06	0.00	0.51	1.99	0.88	1.02	4.07
46n	1.6+0.8	0.70	0.47	1.25	-	0.00	0.00	0.79	0.35	0.85	2.80
47n	1.6+0.8	1.11	0.75	1.24	-	0.00	0.00	0.83	0.37	0.88	2.88
48y	1.6+0.8	1.27	0.89	1.51	0.99	0.00	0.37	1.53	0.67	1.02	4.07
49n	2.0+0.7	0.47	0.25	0.81	-	0.18	0.10	8.42	0.68	0.33	0.66
50n	2.0+0.7	1.49	0.71	0.84	-	0.22	0.13	8.63	0.68	0.40	0.77
51n	1.9+0.7	0.48	0.25	0.87	-	0.26	0.16	8.73	0.68	0.48	1.00
52n	1.9+0.7	1.47	0.55	1.31	-	0.57	0.48	6.74	0.68	1.07	3.77
53n	1.8+0.7	1.37	0.63	1.37	-	0.27	0.51	3.46	0.68	1.12	4.15

Tabelle 10: In dieser Tabelle sind Systemen mit Hauptreihensternen der Metallizität Z = 0.001 aufgelistet. Die Bedeutungen der Spalten sind identisch zu denen in Tabelle 9.

Nr.	M_*+M_{WD}	P_i	P_{min}	M_{CO}	M_{*f}	ΔM_{Wd}	M_{-7}	$\dot{M}_{*max}$ 10^{-7}	L_X 10^{38}	v_{rot}	L_{WD} 10^{50}
	$M_\odot+M_\odot$	d	d	$M_\odot$	$M_\odot$	$M_\odot$	$M_\odot$	$M_\odot$/yr	erg/s	v_{crit}	erg s
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
54y	1.9+1	0.31	0.22	1.77	1.25	0.11	0.68	8.69	1.80	0.72	2.88
55y	1.9+1	0.46	0.32	1.73	1.12	0.17	0.43	11.4	1.80	0.73	2.89
56n	1.9+1	0.53	0.45	1.09	-	0.06	0.08	11.4	1.68	0.20	0.56
57n	1.9+1	0.61	0.52	1.08	-	0.05	0.07	11.3	1.66	0.18	0.49
58n	1.9+1	0.74	0.65	1.07	-	0.04	0.06	11.2	1.66	0.16	0.44
59n	1.9+1	0.79	0.70	1.06	-	0.04	0.06	11.1	1.65	0.15	0.40
60y	1.8+1	0.29	0.22	1.77	1.31	0.04	0.43	5.74	1.80	0.73	2.90
61y	1.8+1	0.70	0.52	1.77	1.07	0.29	0.43	10.3	1.80	0.72	2.89
62y	1.7+1	0.29	0.23	1.68	1.25	0.00	0.42	4.10	1.79	0.73	2.90
63y	1.7+1	0.66	0.53	1.75	1.23	0.13	0.43	7.27	1.80	0.73	2.90
64y	1.6+1	0.29	0.24	1.56	1.15	0.00	0.42	2.85	1.25	0.73	2.91
65y	1.6+1	0.64	0.54	1.70	1.13	0.03	0.43	5.04	1.80	0.73	2.89
66p	1.5+1	0.28	0.25	1.42	-	0.00	0.24	1.68	0.75	0.71	2.80
67y	1.5+1	0.61	0.54	1.59	1.06	0.00	0.42	3.36	1.48	0.73	2.90
68n	1.4+1	0.29	0.26	1.30	-	0.00	0.05	1.47	0.65	0.56	1.96
69p	1.4+1	0.43	0.40	1.42	-	0.00	0.27	1.73	0.76	0.71	2.77
70y	1.4+1	0.58	0.53	1.45	0.95	0.00	0.32	2.09	0.92	0.73	2.92
71n	1.8+0.8	0.24	0.17	0.92	-	0.18	0.12	9.73	1.05	0.34	0.74
72n	1.8+0.8	0.68	0.61	0.83	-	0.03	0.03	8.70	1.05	0.11	0.20
73n	1.7+0.8	0.66	0.55	0.85	-	0.05	0.05	8.96	1.05	0.16	0.33
74p	1.6+0.8	0.29	0.19	1.44	-	0.11	0.53	4.24	1.05	1.02	4.05
75n	1.6+0.8	0.62	0.40	1.39	-	0.33	0.50	6.58	1.05	0.98	3.74
76n	1.5+0.8	0.28	0.21	1.37	-	0.00	0.44	2.65	1.05	0.97	3.63
77n	1.5+0.8	0.60	0.43	1.40	-	0.14	0.50	4.42	1.05	0.99	3.80
78n	1.4+0.8	0.29	0.23	1.22	-	0.00	0.22	1.58	0.70	0.83	2.65

B Verlauf des Massentransfers der gerechneten Systeme

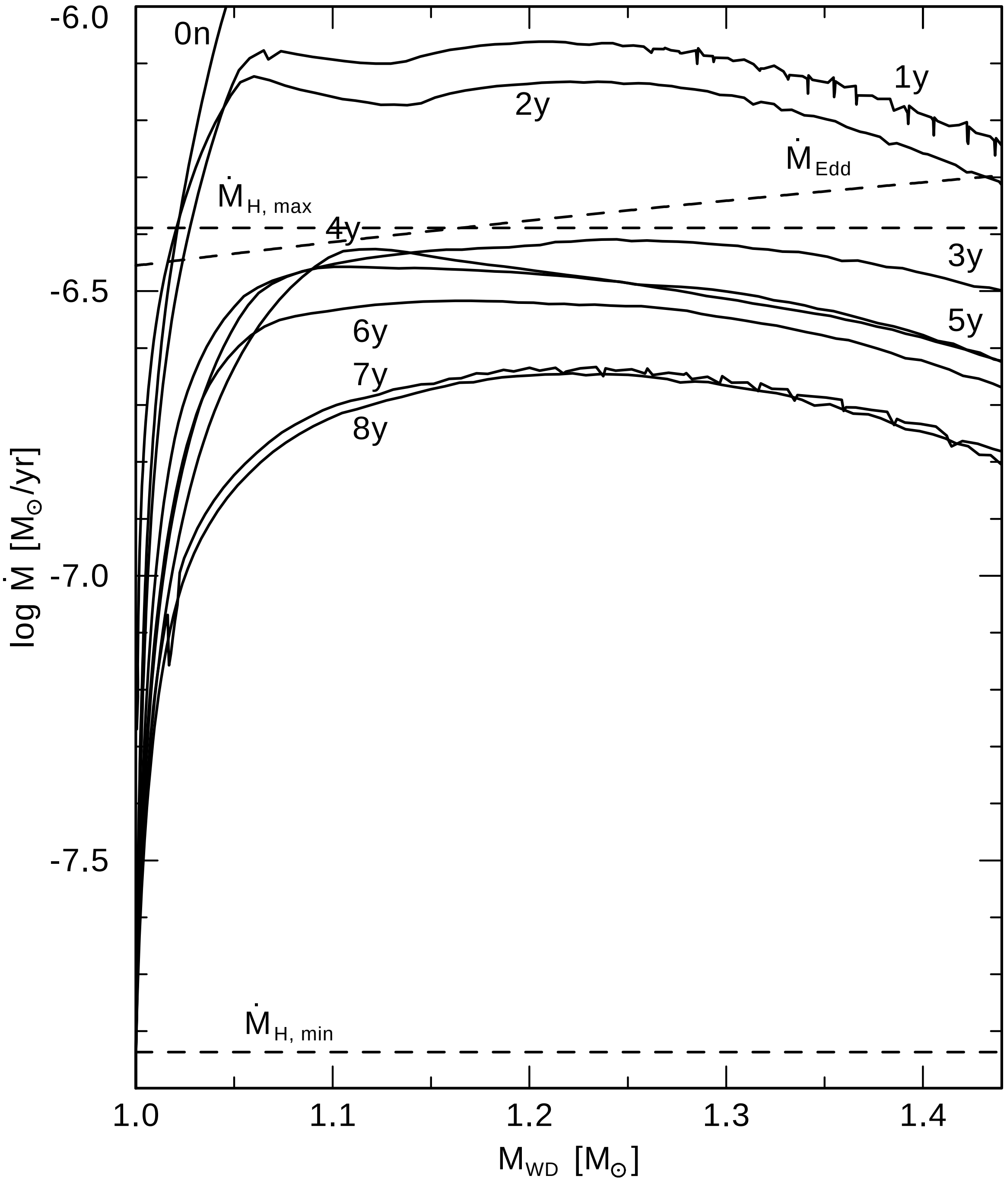

Abbildung 31: Massentransferrate als Funktion der Masse des Weißen Zwerges für die Systeme 0n bis 8y

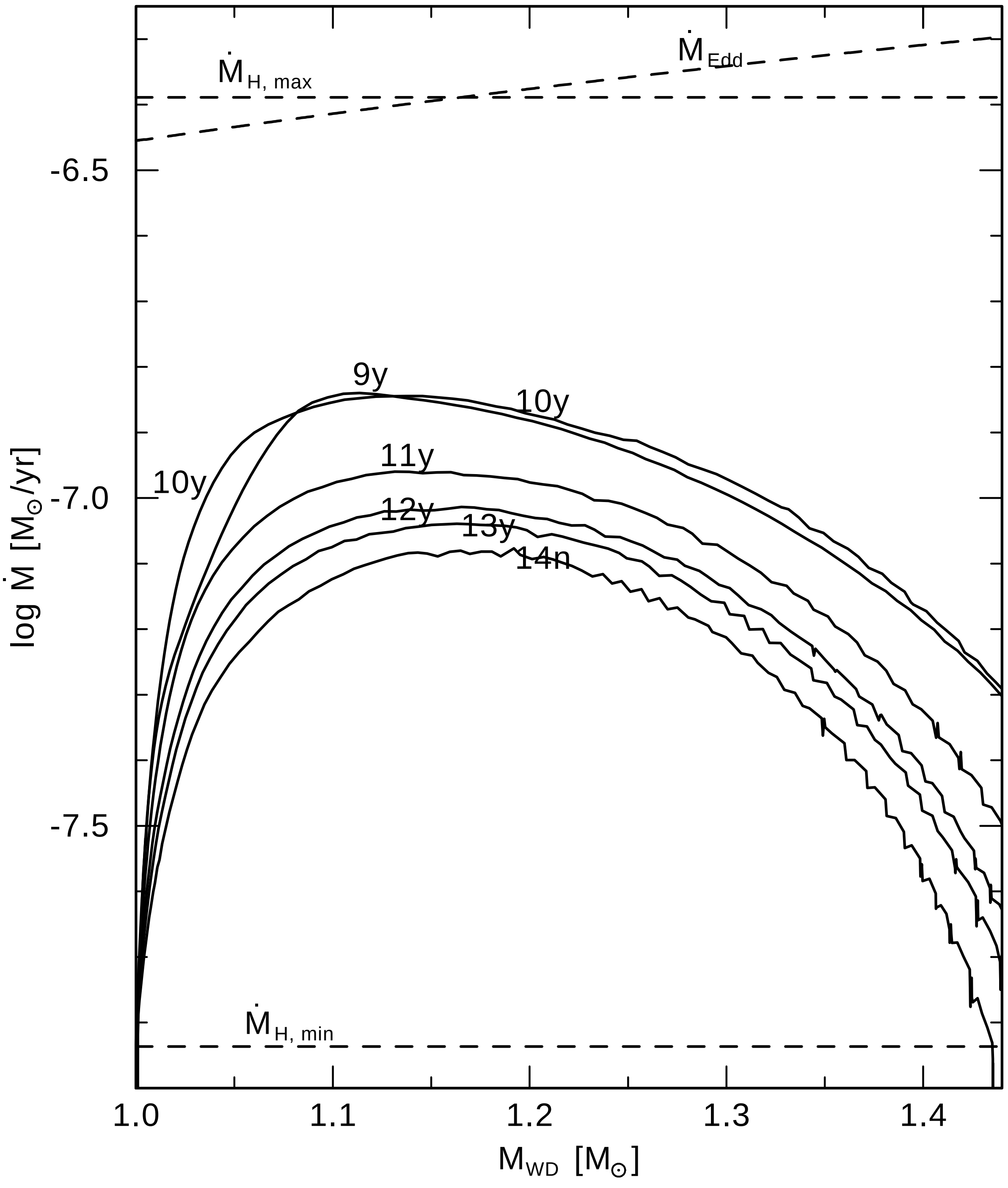

Abbildung 32: Massentransferrate als Funktion der Masse des Weißen Zwerges für die Systeme 9y bis 14n

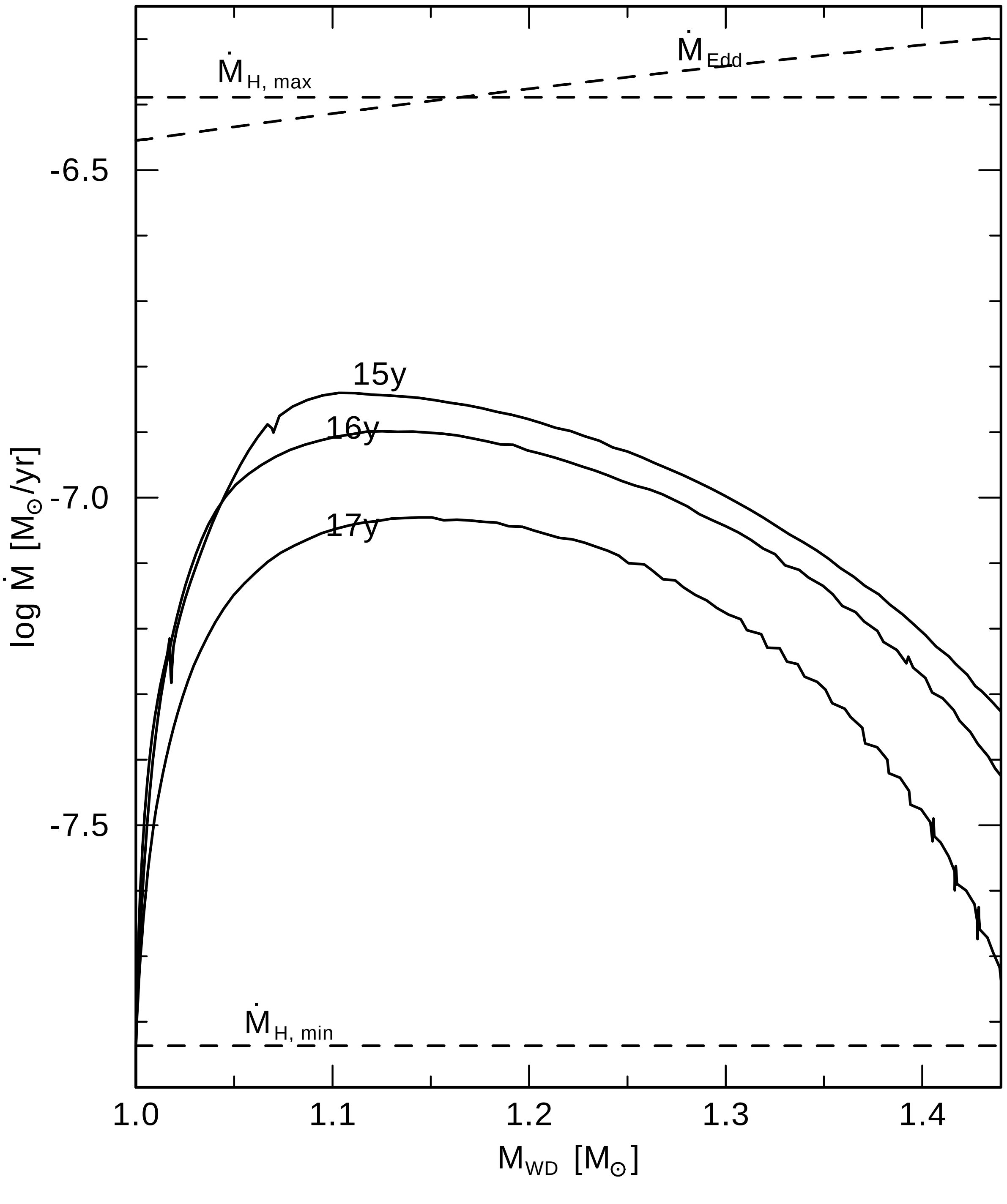

Abbildung 33: Massentransferrate als Funktion der Masse des Weißen Zwerges für die Systeme 15y bis 17y

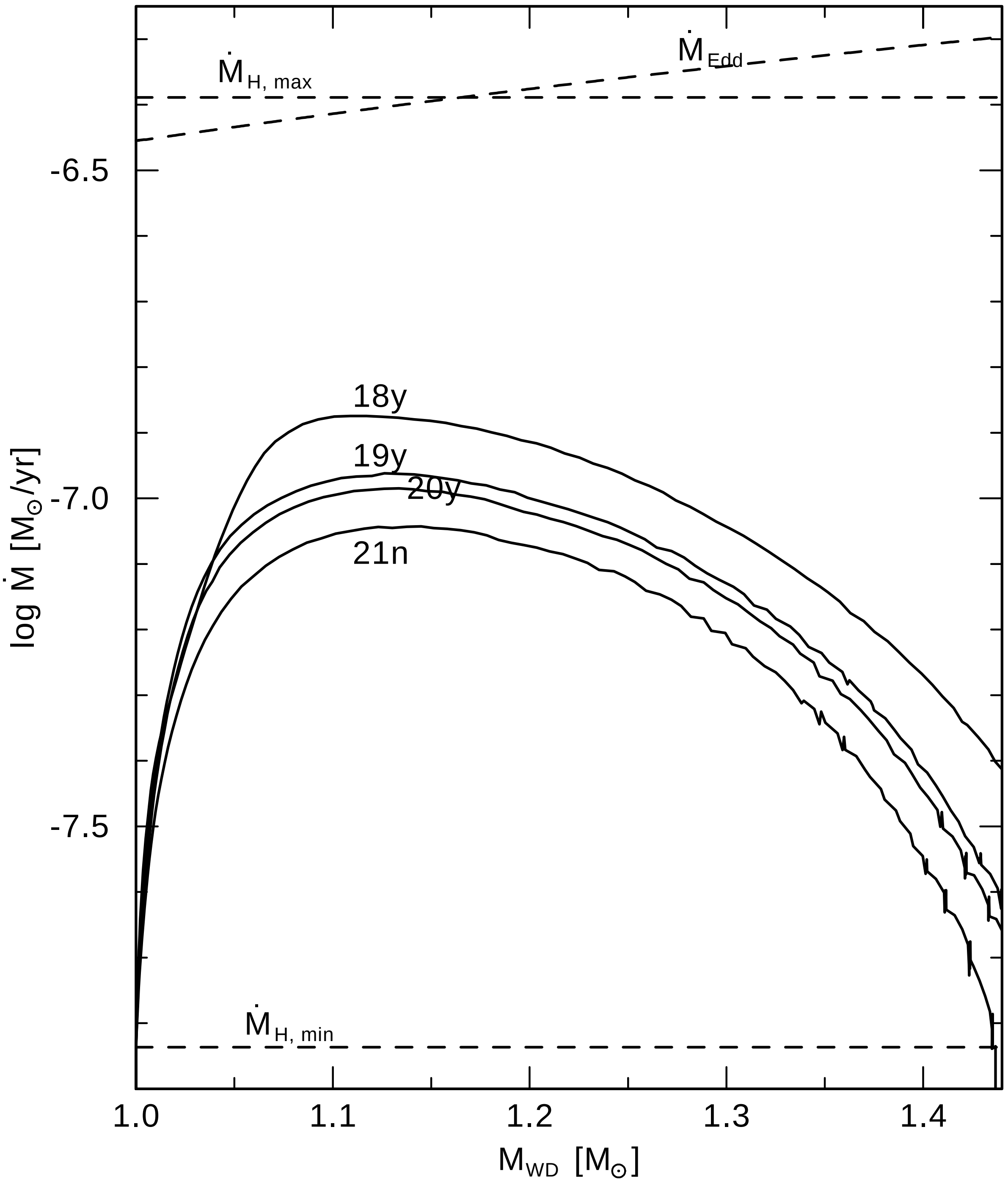

Abbildung 34: Massentransferrate als Funktion der Masse des Weißen Zwerges für die Systeme 18y bis 21n

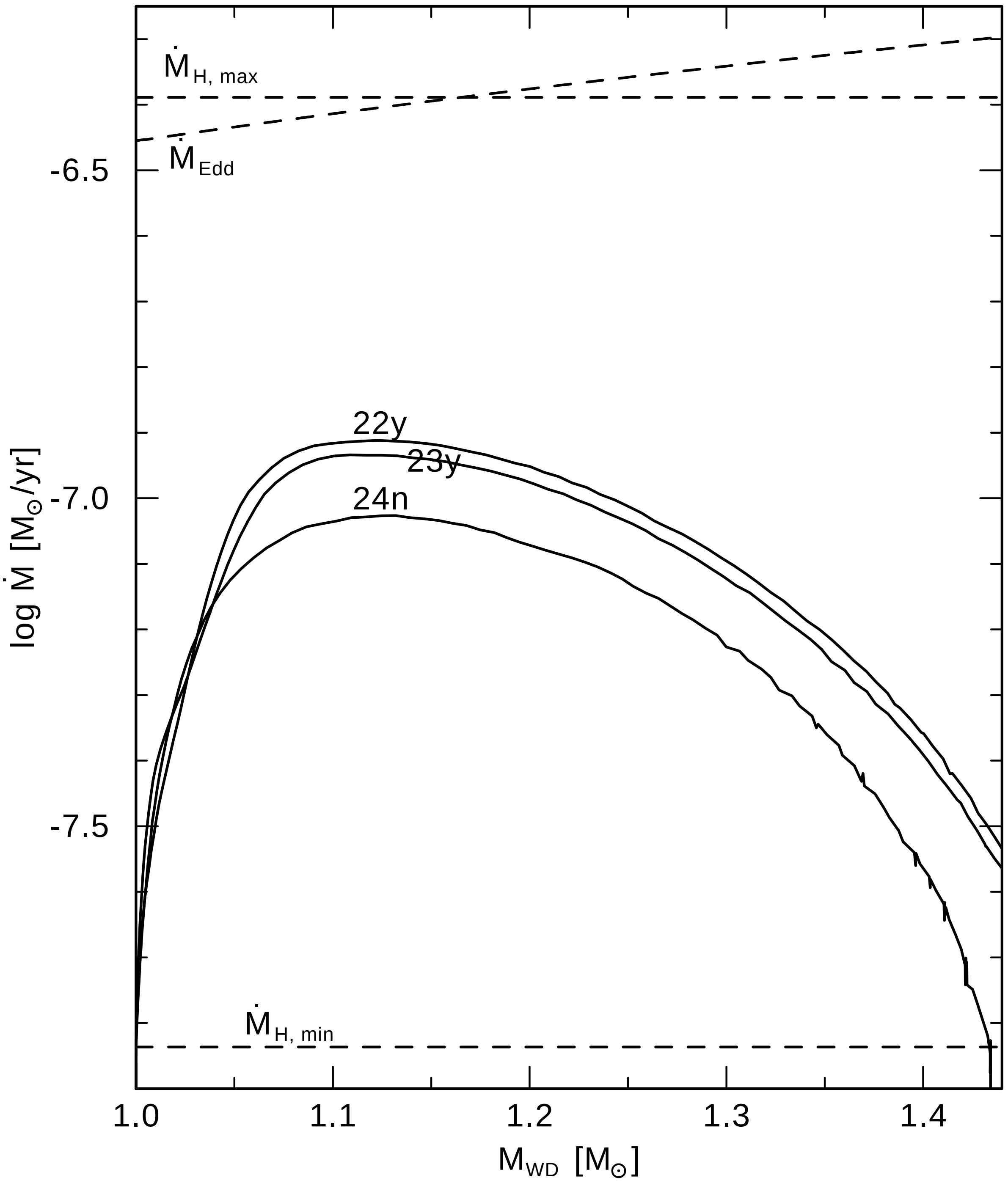

Abbildung 35: Massentransferrate als Funktion der Masse des Weißen Zwerges für die Systeme 22y bis 24n

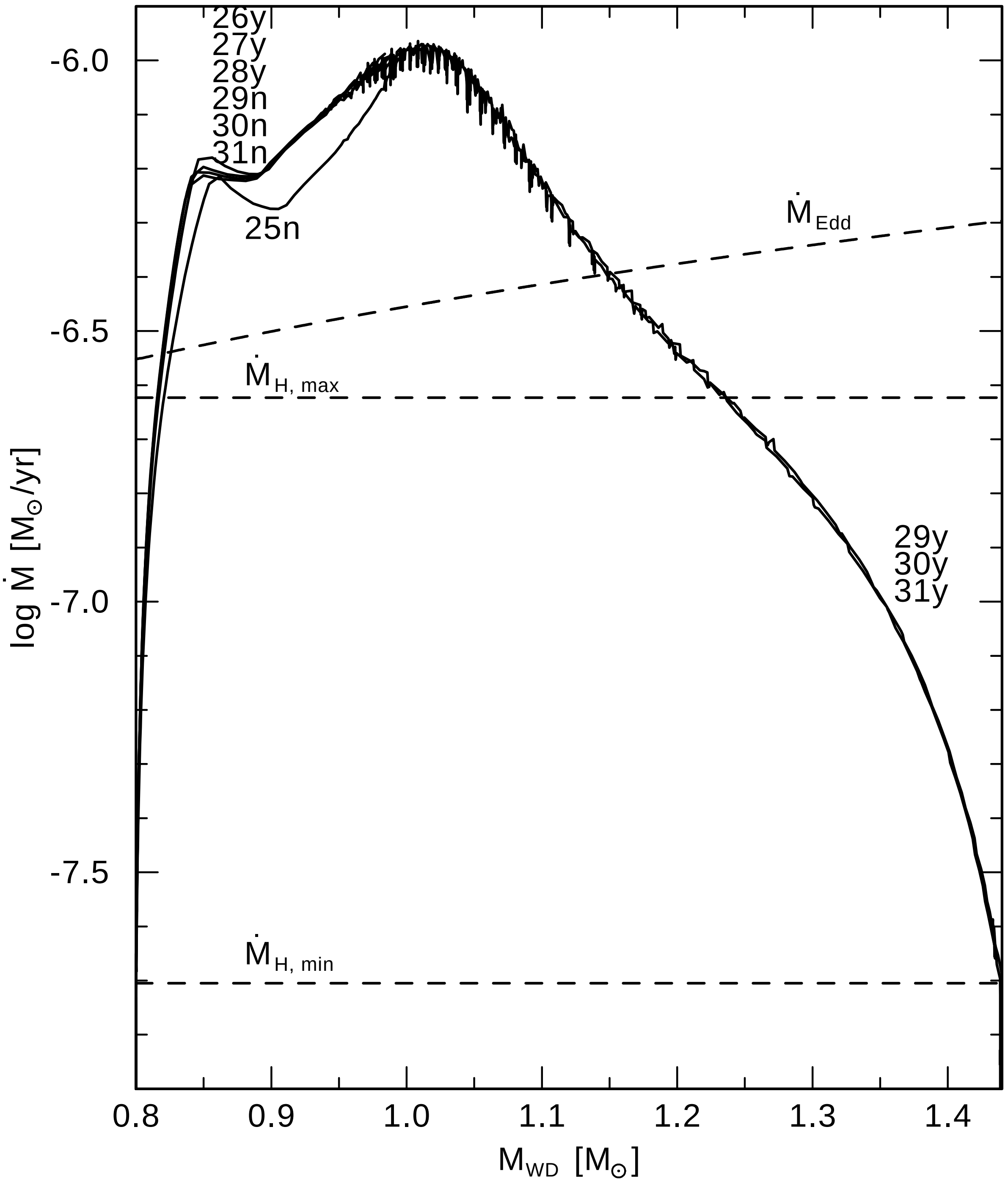

Abbildung 36: Massentransferrate als Funktion der Masse des Weißen Zwerges für die Systeme 25n bis 31y

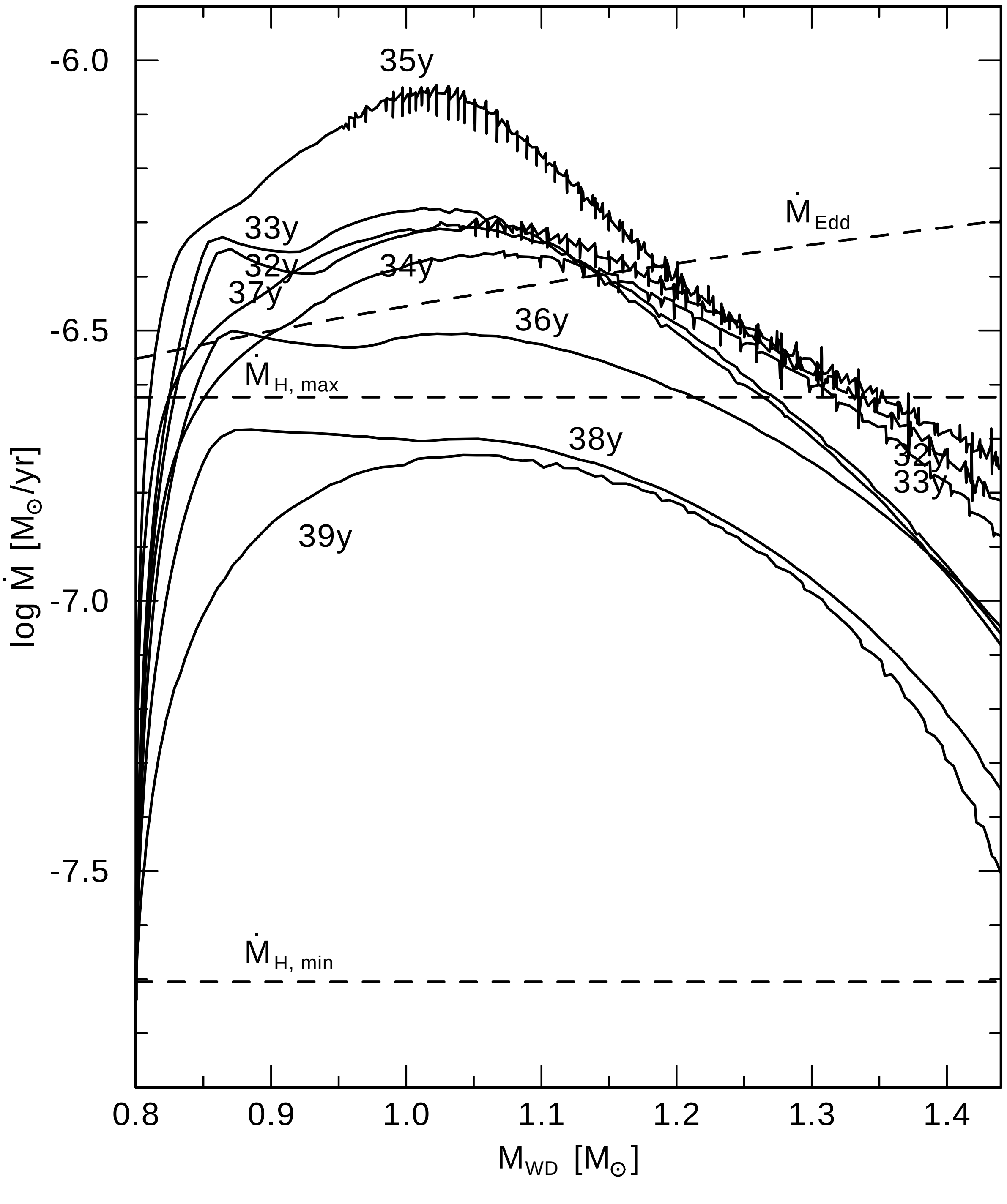

Abbildung 37: Massentransferrate als Funktion der Masse des Weißen Zwerges für die Systeme 32y bis 39y

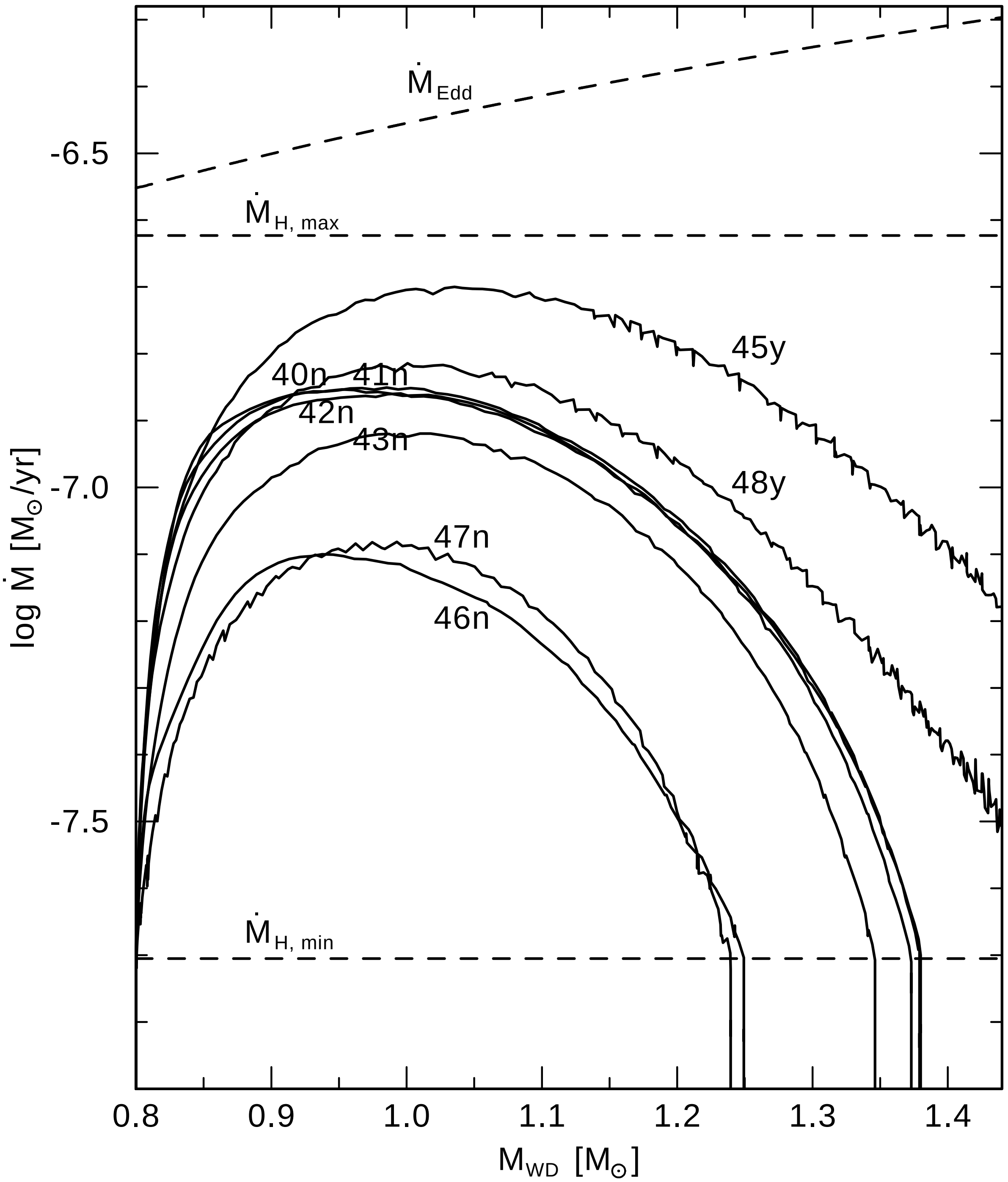

Abbildung 38: Massentransferrate als Funktion der Masse des Weißen Zwerges für die Systeme 40n bis 48y

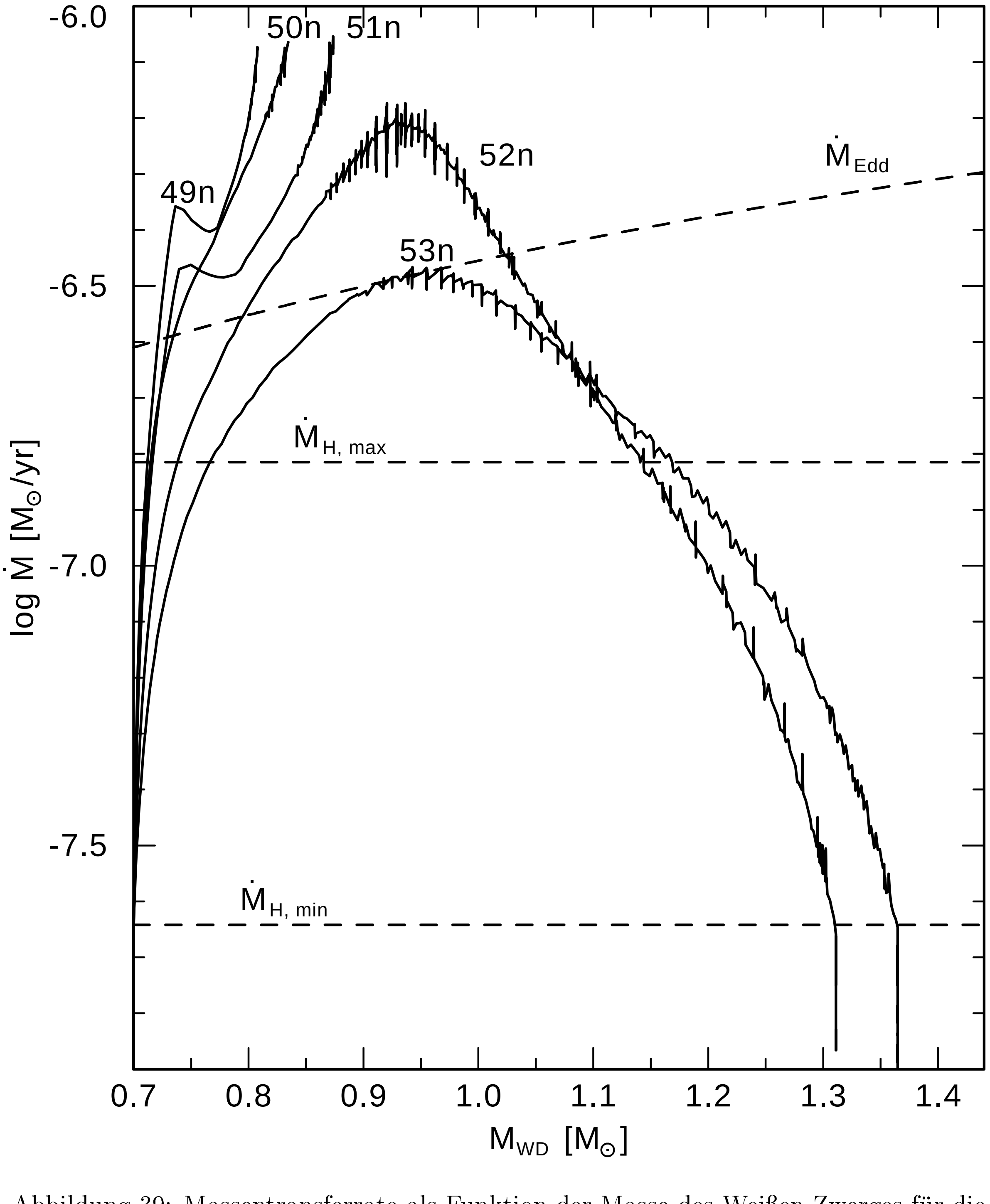

Abbildung 39: Massentransferrate als Funktion der Masse des Weißen Zwerges für die Systeme 49n bis 53n

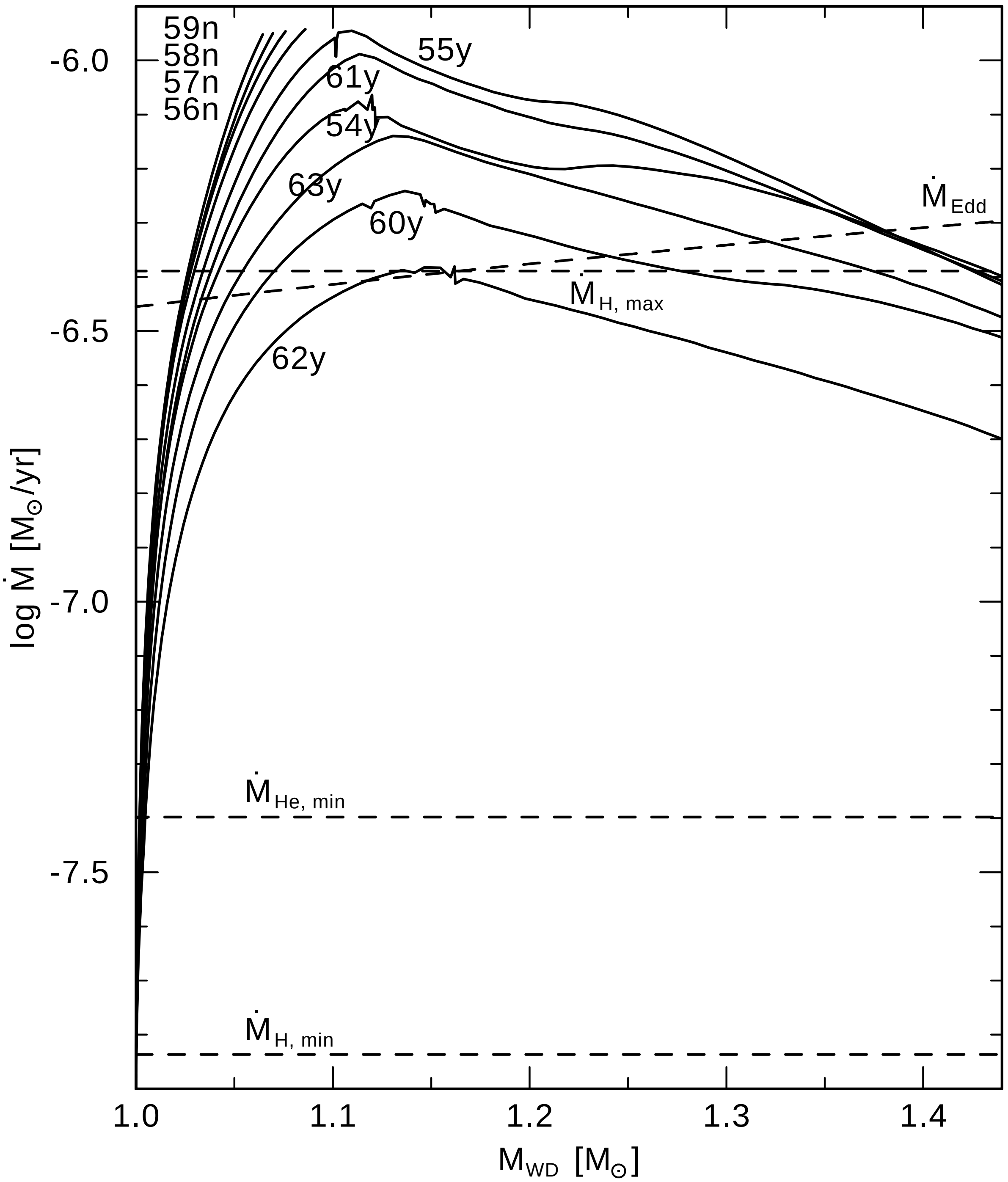

Abbildung 40: Massentransferrate als Funktion der Masse des Weißen Zwerges für die Systeme 54y bis 63y

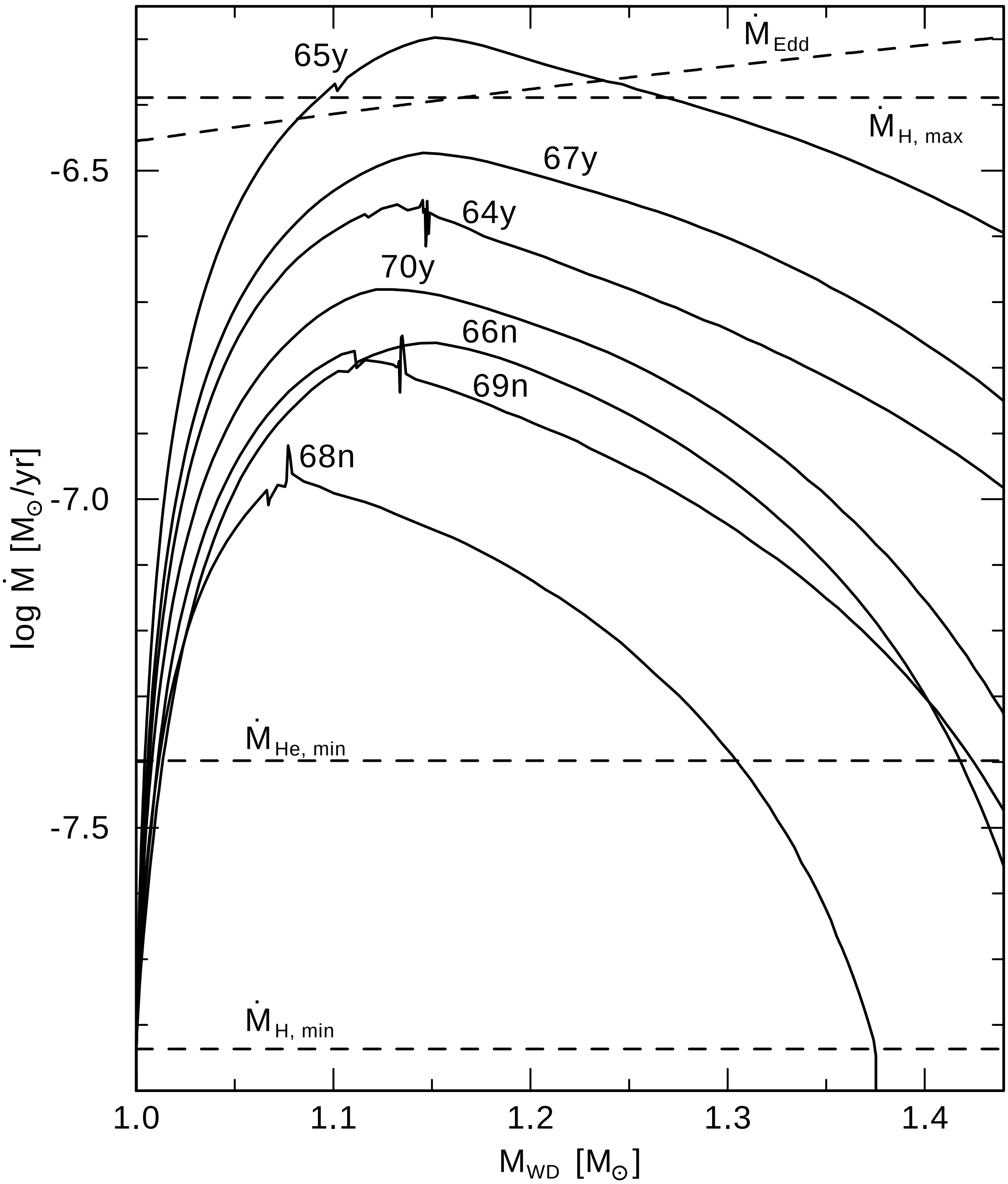

Abbildung 41: Massentransferrate als Funktion der Masse des Weißen Zwerges für die Systeme 64y bis 70y

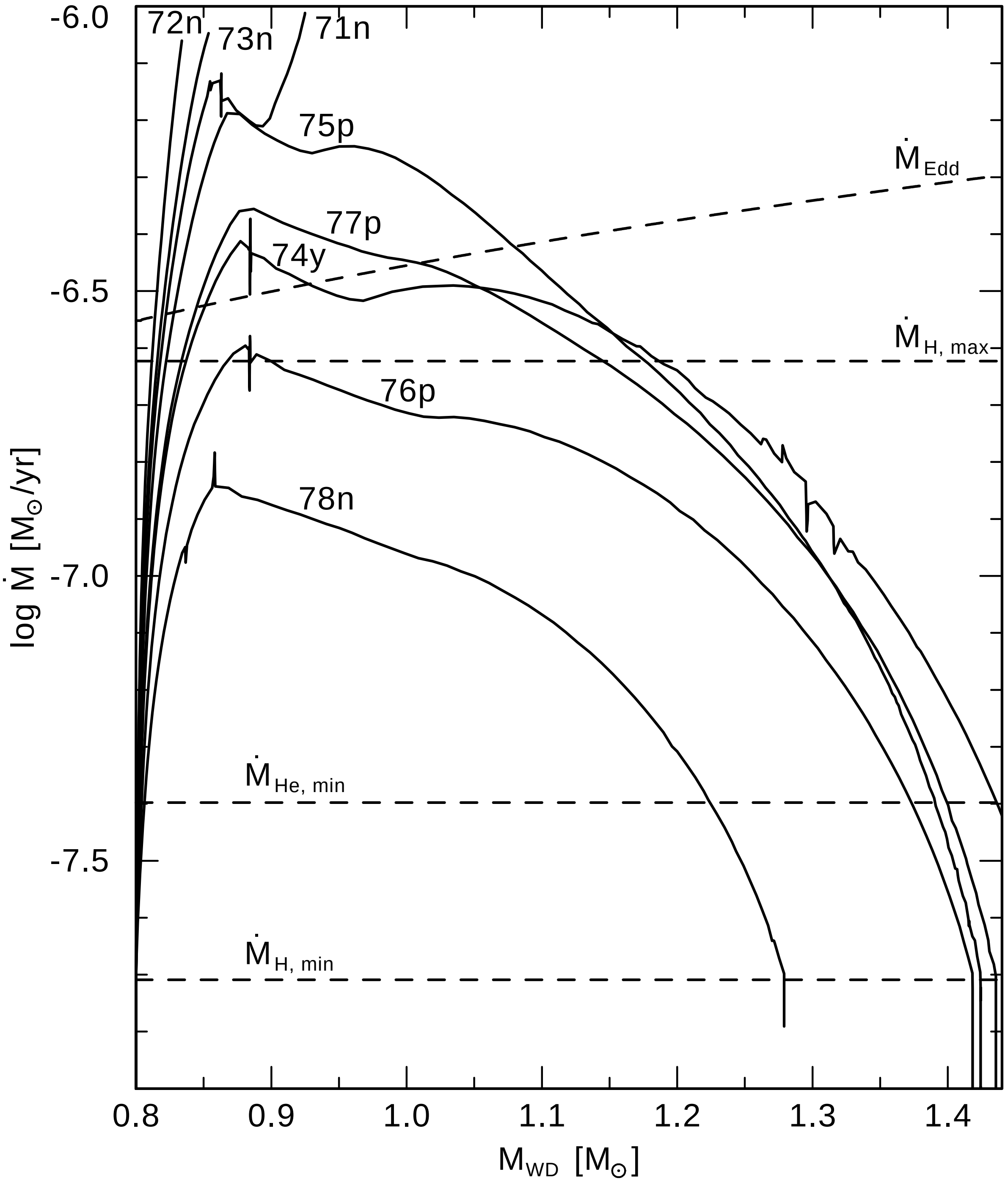

Abbildung 42: Massentransferrate als Funktion der Masse des Weißen Zwerges für die Systeme 71n bis 78n

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Mitarbeitern des Bereiches Astrophysik der Universität Potsdam bedanken, die meine Arbeit tatkräftig unterstützten. Besonderer Dank gilt meinem Diplomvater Norbert Langer, der mich stets unterstützte und anleitete und mit dem ich viele, lebhafte Diskussionen führte.

Weiterhin richtet sich mein Dank an Dr. Peter Höflich und Dr. Philipp Podsiadlowski, durch deren Ratschläge diese Arbeit an Profil gewann.

Abschließend möchte ich meiner Mutter Dank sagen, ohne deren Hilfe ich dieses Studium nie bewältigt hätte.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, daß ich die Arbeit selbstständig und nur mit den angegebenen Quellen angefertigt habe.

Potsdam. den 02.09.1998