e) Massentransfer durch nukleare Entwicklung auf dem 1. Riesenast (Analytische Näherung)

▶ Modellannahmen

1) Primärstern (Masse M_1) sei auf dem 1. Riesenast, habe ein entartetes He-Zentralgebiet (Masse M_c) und Wasserstoff-Schalenbrennen → langsamer Massentransfer ist möglich!
≙ langsamer Phase von Massentransfer in massearmem Fall B (Punkt F→G, siehe Bsp. in Abschnitt a)

2) M_1 sei so klein, dass das System thermisch und dynamisch stabil gegen Massentransfer ist. (Wichtiger Unterschied zu dem in Abschnitt d besprochenen Fall).

Für Sterne auf dem 1. Riesenast:

$\zeta_s \approx -1/3$ (wegen tiefer äusserer Konvektionszone)
aber → Hjellming, M.S., Webbink, R.F.: 1987, Astrophys. J. 318, 794

ζ_e : wenn $L = L(M_c)$, d.h. $\frac{\partial L}{\partial M} = 0$

und $\log L = a \log T_{eff} + b \log M + c$, Gl. für die HL

$$\rightarrow \zeta_e = \frac{2b}{a}$$

▶ Vereinfachung: Entwicklung an der HL verläuft mit $T_{eff} = \text{const.}$ → $\zeta_e = 0$

▶ dynamische & thermische Stabilität: → $\underline{q = \frac{M_1}{M_2} \lesssim \frac{2}{3}}$

3) kein Drehimpulsverlust aus dem System: → $\left(\frac{\partial \ln R_{1,R}}{\partial t}\right)_{\dot{M}_1=0} = 0$

→ Massentransfer <u>nur</u> durch <u>nukleare Entwicklung</u> angetrieben

4) $-\dot{M}_1$ so klein, dass $R_1 = R_{1,e}$ → $\zeta_1 = \zeta_{1,e}$

(gut erfüllt, solange $\tau_M \gtrsim \tau_{KH}$)

$$\rightarrow \quad -\dot{M}_1 = \frac{M_1}{\underbrace{\zeta_{1,e}}_{=0} - \zeta_{1,R}} \Big[\underbrace{\left(\frac{\partial \ln R_1}{\partial t}\right)_{\dot{M}_1=0}}_{\text{nukl. Entw.}} - \underbrace{\left(\frac{\partial \ln R_{1,R}}{\partial t}\right)_{\dot{M}_1=0}}_{=0} \Big] = -\frac{M_1}{\zeta_{1,R}} \left(\frac{\partial \ln R_1}{\partial t}\right)_{\dot{M}_1=0}$$

5) Konservativer Massentransfer : $\mathfrak{M} = M_1 + M_2 = \text{const.}$

$$\rightarrow \quad \left(-\zeta_{1,R}\right)_{\mathfrak{M},J} = 2(1-q) - (1+q)\beta_1(q)$$

da nach Vor. $q \lesssim 0.8$ $\rightarrow$ $\beta_1(q) = \dfrac{1}{3(1+q)}$

$$\rightarrow \quad \left(-\zeta_{1,R}\right)_{\mathfrak{M},J} = \frac{5-6q}{3}$$

$$\blacktriangleright \quad -\dot{M}_1 = \frac{3M_1(\mathfrak{M}-M_1)}{5\mathfrak{M}-11M_1} \left(\frac{\partial \ln R_1}{\partial t}\right)_{\dot{M}_1=0}$$

Ziel : Bestimmung von $\dot{M}_1(t)$, $M_1(t)$, $R_1(t)$, $P(t)$, $\dot{M}_c(t)$, $M_c(t)$, ...
& Charakterisierung des Endsystems

▶ Entwicklung des Zentralgebiets (vgl. Abschnitt 29.6)

$L_1 = L_0 \left(\frac{M_c}{M_\odot}\right)^\nu$ (1) , Kernmasse-Leuchtkraft-Beziehung
($L_0 = 2 \cdot 10^6 L_\odot$, $\nu = 8$, $M_c \lesssim 0.5 M_\odot$)

$L_1 = L_{nuc} = X_0 Q_H \dot{M}_c$ (2) , nukleare Entwicklung durch Wasserstoff-Schalenbrennen

Integration von (1) und (2) ergibt (vgl. 29.6)

$$\blacktriangleright \quad M_c(t) = M_c(0)\left\{1 - \frac{t}{t_\infty}\right\}^{\frac{1}{1-\nu}} , \text{ mit } t_\infty = \frac{X_0 Q_H M_\odot}{(\nu-1) L_0}\left(\frac{M_c(0)}{M_\odot}\right)^{1-\nu} \quad (3)$$

$$L_1(t) = L_0 \left(\frac{M_c(0)}{M_\odot}\right)^\nu \left\{1 - \frac{t}{t_\infty}\right\}^{\frac{\nu}{1-\nu}}$$

▶ t_∞ : charakteristische Zeitskala für die Kernentwicklung; formal $M_c(t_\infty) = \infty$; numerische Werte mit $X = 0.70$, $L_* = 2\ 10^6 L_\odot$, $\nu = 8$, $Q_H = 6\ 10^{18}\,\mathrm{erg\,g^{-1}}$

$M_c/M_\odot$	t_∞ (a)
0.1	$4.95\ 10^{10}$
0.2	$3.87\ 10^{8}$
0.3	$2.26\ 10^{7}$
0.4	$3.02\ 10^{6}$

▶ ↝ die nukleare Entwicklung ist schon für $t < t_\infty$ beendet

▶ Bestimmung von $\left(\frac{\partial \ln R_1}{\partial t}\right)_{\dot M_1 = 0}$

Stefan-Boltzmann-Gesetz & Annahme, dass $T_{eff} = \text{const.}$ ergibt

▶ $$\left(\frac{\partial \ln R_1}{\partial t}\right)_{\dot M_1=0} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \ln L_1}{\partial t}\right)_{\dot M_1=0} = \frac{1}{2}\frac{\dot L_1}{L_1} = \frac{\nu L_*}{2 X_0 Q_H M_\odot}\left(\frac{M_c(t)}{M_\odot}\right)^{\nu-1} = \frac{\nu}{2(\nu-1)}\frac{1}{t_\infty - t} \qquad (4)$$

Damit folgt für die Massentransferrate

$\dot M_1$ hängt stark von M_c ab!

▶ $$-\dot M_1 = \frac{3(\mathfrak{M}-M_1)M_1}{2(5\mathfrak{M}-11M_1)}\frac{\nu L_*}{X_0 Q_H M_\odot}\left(\frac{M_c(t)}{M_\odot}\right)^{\nu-1} = \frac{3\nu}{2(\nu-1)}\frac{(\mathfrak{M}-M_1)M_1}{5\mathfrak{M}-11M_1}(t_\infty - t)^{-1} \qquad (5)$$

(5) ist eine Differentialgleichung für $\dot M_1(t)$. Integration von (5) durch Separation der Variablen:

$$\frac{2}{\mathfrak{M}-M_1}dM_1 - \frac{5}{3}\frac{dM_1}{M_1} = \frac{\nu}{2(\nu-1)}\frac{dt}{t_\infty - t}$$

Mit $M_1(t=0) = M_1(0)$ folgt

▶ $$\left(\frac{M_1(t)}{M_1(0)}\right)^{5/3}\left(\frac{\mathfrak{M}-M_1(t)}{\mathfrak{M}-M_1(0)}\right)^{2} = \left(1-\frac{t}{t_\infty}\right)^{\frac{\nu}{2(\nu-1)}} \qquad (6)$$

Können (6) nicht geschlossen nach $M_1(t)$ auflösen, dagegen nach $t(M_1)$:

▶ $$t(M_1) = t_\infty\left\{1 - \left(\frac{M_1}{M_1(0)}\right)^{\frac{10(\nu-1)}{3\nu}}\left(\frac{\mathfrak{M}-M_1}{\mathfrak{M}-M_1(0)}\right)^{\frac{4(\nu-1)}{\nu}}\right\} \qquad (7)$$

Eliminieren mit (7) t aus (5) und erhalten:

$$-\dot{M}_1 = \frac{3\nu L_\circ}{2X_\circ Q_H M_\odot}\left(\frac{M_c(0)}{M_\odot}\right)^{\nu-1}\frac{(\mathfrak{M}-M_1)M_1}{5\mathfrak{M}-11M_1}\left(\frac{M_1}{M_1(0)}\right)^{-\frac{10(\nu-1)}{3\nu}}\left(\frac{\mathfrak{M}-M_1}{\mathfrak{M}-M_1(0)}\right)^{-\frac{4(\nu-1)}{\nu}} \qquad (8)$$

Beispiel: $\nu = 8$, $L_\circ = 2\ 10^6 L_\odot$, $X_\circ = 0.70$, $Q_H = 6\cdot 10^{18}\,\mathrm{erg\,g^{-1}}$

$$\rightarrow -\dot{M}_1 = 3.45\ 10^{-4}\frac{M_\odot}{a}\left(\frac{M_c}{M_\odot}\right)^7\left(\frac{M_1}{M_\odot}\right)\frac{1}{5-6q}$$

$$= 3.45\ 10^{-4}\frac{M_\odot}{a}\left(\frac{M_c(0)}{M_\odot}\right)^7\left(\frac{M_1}{M_\odot}\right)\left(\frac{M_1}{M_1(0)}\right)^{-35/12}\left(\frac{M_2}{M_2(0)}\right)^{-7/2}\frac{1}{5-6q}$$

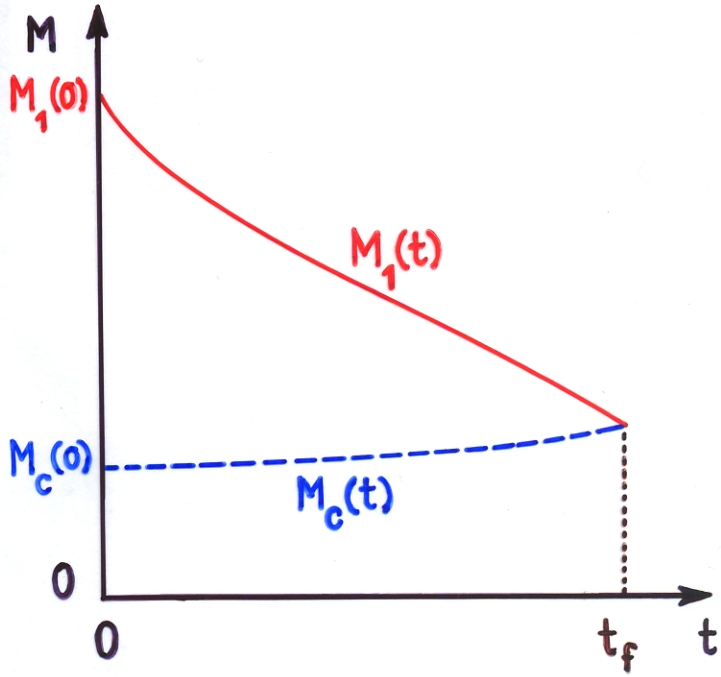
- Wichtig: $\dot{M}_1$ hängt sehr stark von M_c bzw. von $M_c(0)$ ab!

- Haben jetzt (wenigstens implizit) $M_1(t)$ und $M_c(t)$. Dadurch ist die Entwicklung des Systems eindeutig bestimmt.

Mit $M_c(t)$ folgen $L_1(t)$ und $R_1(t)$

Mit $M_1(t)$ und $R_1(t)$ folgen weiter $P(t)$, $A(t)$, ...

- Für gegebene Parameter ν, $L_\circ$, $X_\circ$, Q_H ist die Entwicklung vollständig durch die Anfangswerte $\mathfrak{M}$, $M_1(0)$ und $M_c(0)$ bestimmt.



- Das Ende der Entwicklung ist erreicht, wenn $M_1(t_f) = M_c(t_f)$

(eigentlich schon etwas früher, wenn $M_1(t) - M_c(t) \lesssim (0.01 \cdots 0.05)\,M_\odot$, $\rightarrow$ Taam, 1983)

▶ <u>Ergebnis dieser Entwicklung:</u> Der Primärstern wird zu einem Weissen Zwerg mit $M_{WZ} = M_c(t_f)$

≙ Entstehung von Weissen Zwergen im massearmen Fall B, vgl. dazu:

Kippenhahn, R., Kohl, K., Weigert, A.: 1967, Z. Astrophys. 66, 58
Refsdal, S., Weigert, A.: 1969, Astron. Astrophys. 1, 167
Giannone, P., Refsdal, S., Weigert, A.: 1970, Astron. Astrophys. 4, 428
Refsdal, S., Weigert, A.: 1971, Astron. Astrophys. 13, 367
Refsdal, S., Roth, M.L., Weigert, A.: 1974, Astron. Astrophys. 36, 113
Webbink, R.F., Rappaport, S., Savonije, G.: 1983, Astrophys. J. 270, 678
Taam, R.E.: 1983, Astrophys. J. 270, 694

▶ <u>Numerisches Beispiel:</u> Wollen unsere analytische Näherung mit Ergebnissen von Webbink, Rappaport & Savonije (1983) vergleichen. Wählen dazu $M_1(0) = 1.0\,M_\odot$, $M_2(0) = 1.4\,M_\odot$, $M_c(0) = 0.26\,M_\odot$ sowie die Standardparameter $\nu = 8$, $L_0 = 2\;10^6 L_\odot$, $Q_H = 6\;10^{18}\,\mathrm{erg\,g^{-1}}$, $X_0 = 0.70$

▶ <u>Ergebnis:</u> (→ Figuren)

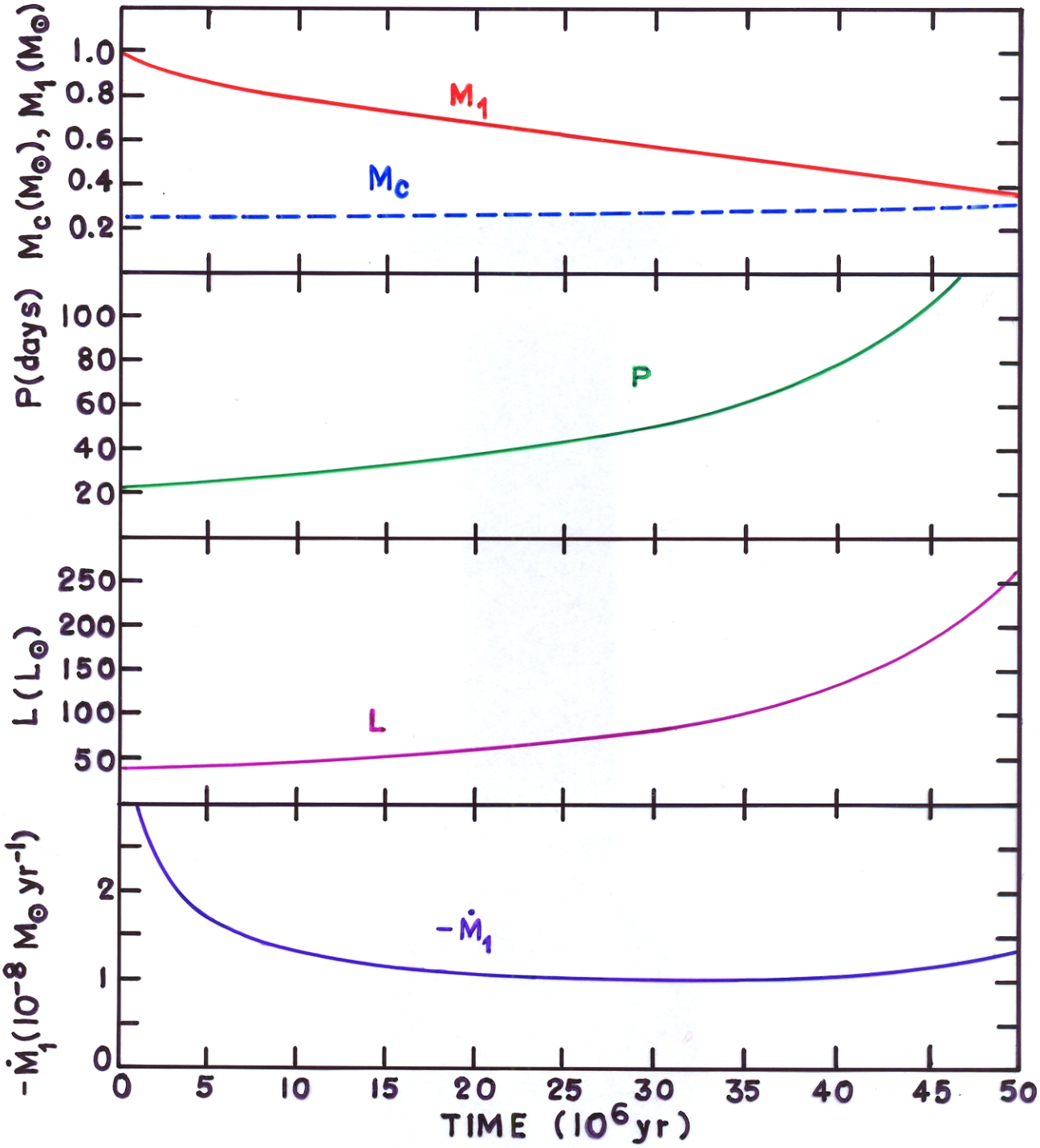
Analytische Näherung stimmt bis auf $\lesssim 30\%$ mit dem Resultat von Webbink, Rappaport & Savonije (1983) überein! (Abweichungen hauptsächlich wegen unserer Annahme $T_{eff} = \mathrm{const.}$)

▶ <u>Verallgemeinerung der analytischen Lösung:</u>

→ Ritter, H.: 1999, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 309, 360

▶ <u>Anwendungen:</u> Entwicklung von massearmen Röntgendoppelsternen (Webbink, Rappaport & Savonije 1983; Taam 1983), Entstehung von ms-Pulsaren in langperiodischen Doppelsternen (Rappaport, S., et al.: 1995, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 273, 731).

Massentransfer durch nukleare Entwicklung eines Primärsterns auf dem 1. Riesenast (Analytische Näherung)



Anfangswerte: $M_1(0) = 1.0\,M_\odot$, $M_2(0) = 1.4\,M_\odot$, $M_c(0) = 0.26\,M_\odot$

Parameter: $L_0 = 2\,10^6 L_\odot$, $\nu = 8$, $Q_H = 6\,10^{18}\,erg\,g^{-1}$, $X_0 = 0.70$

Annahmen: $M_1 + M_2 = const.$, $J = const.$, $T_{eff,1} = const.$

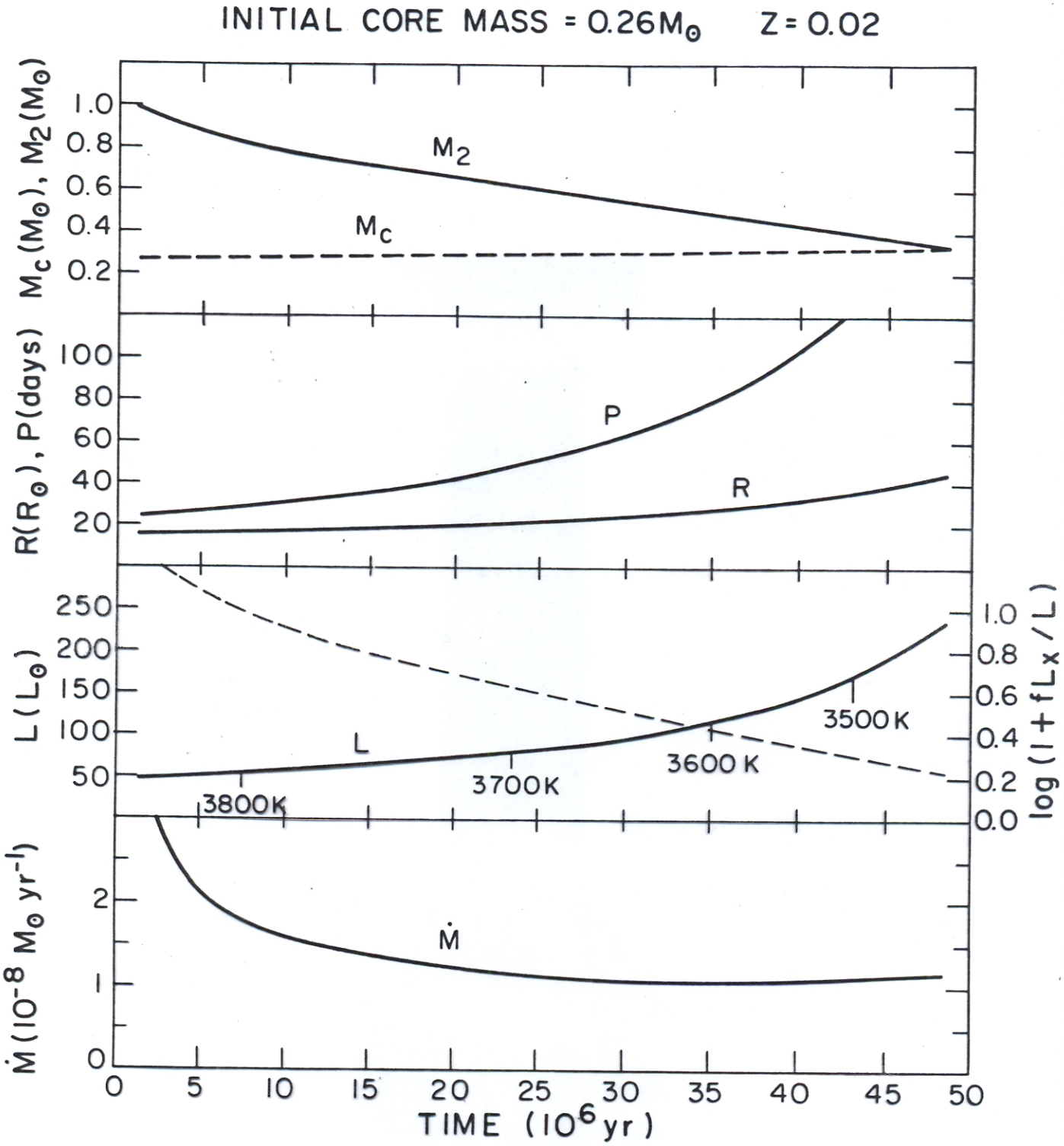


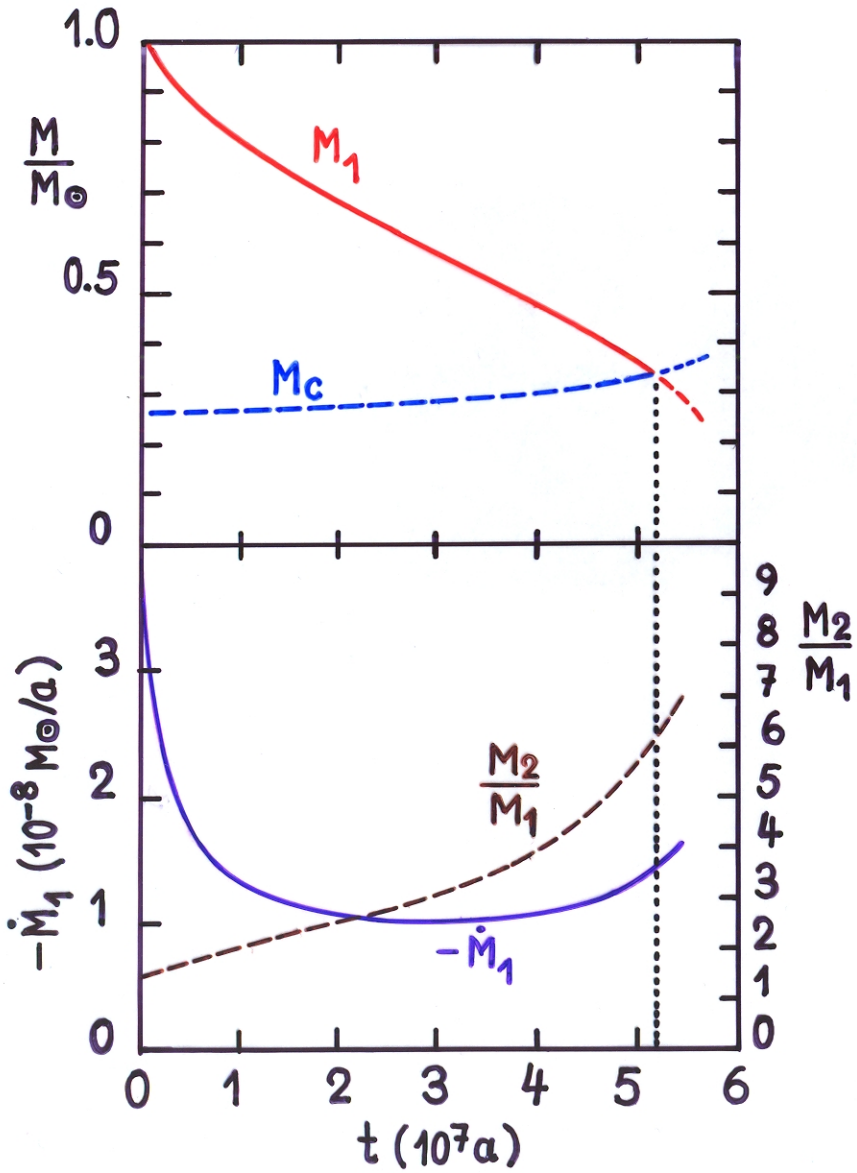
Figure 3

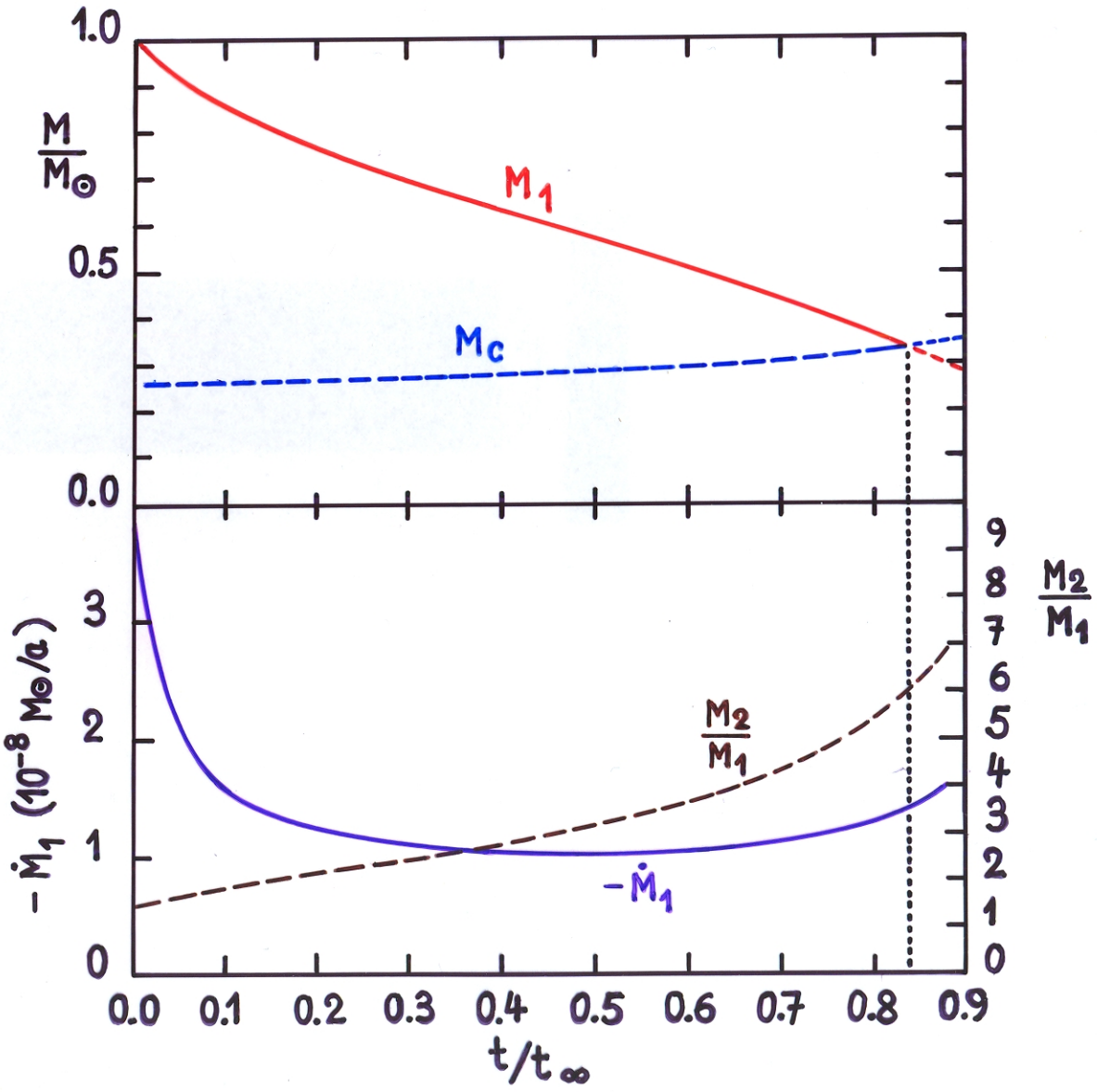
Webbink, Rappaport and Savonije (1983)

Massentransfer durch nukleare Entwicklung eines Primärsterns auf dem 1. Riesenast

Parameter : $L_0 = 2\,10^6 L_\odot$, $\nu = 8$, $Q_H = 6\,10^{18}\,\mathrm{erg\,g^{-1}}$, $X_0 = 0.70$

Anfangswerte : $M_1(0) = 1.0\,M_\odot$, $M_2(0) = 1.4 M_\odot$, $M_c(0) = 0.26\,M_\odot$; $\mathfrak{M} = M_1 + M_2 = \mathrm{const.}$





32.4. Entwicklung nach Fall C

also Beginn des Massentransfers nach dem zentralen Heliumbrennen

- wenn $M_1 \lesssim 15 M_\odot$: Massentransfer beginnt an der HL
- wenn $M_1 \lesssim 8 M_\odot$: Massentransfer beginnt, wenn der Stern auf dem AGB (an der HL, mit tiefer äusserer Konvektionszone)
- Müssen die oben erwähnten Schwierigkeiten erwarten (→ 32.3)

→ Entwicklungsrechnungen nur noch unter Umgehung des Problems des schnellen Massentransfers möglich!

Ein Beispiel: $M_1 = 5 M_\odot$, $M_2 = 2 M_\odot$, $A_0 = 301.9 R_\odot$ (→ früher Fall C), $P_0 = 227^d$

(→ D. Lauterborn: 1970, Astron. Astrophys. 7, 150)

Verlauf der Entwicklung:

bis Punkt A : normale Entwicklung mit $M_{1,2} = \text{const.}$

bei Punkt A : $R_1 = R_{1,R}$,

- Struktur des Primärsterns: $M_1 = 5 M_\odot$, C-O-Kern mit $M_{CO} = 0.5 M_\odot$, umgeben von dicker He-Schale mit $\Delta M_{He} = 0.45 M_\odot$, H-reiche Hülle mit $M_H = 4.05 M_\odot$, nukleares Brennen nur in He-Schalenquelle, $R_1 = 142.5 R_\odot$, Alter $= 7.5\ 10^7 a$, tiefe äussere Konvektionszone

→ System mit $q_i = M_{1,i}/M_{2,i} = 2.5$ ist konvektiv instabil

→ Beginn des Massentransfers

von Punkt A – A' : Phase des schnellen Massentransfers, nicht gerechnet, sondern durch folgendes Argument überbrückt:

- Dauer der schnellen Phase ist so kurz, dass M_C in dieser Zeit nicht signifikant wächst, also $M_C = \text{const.}$

→ Ende des schnellen Massentransfers, sobald

$$R_{1,R}(M_1) = R_e(M_1, M_C), \text{ wobei}$$

$R_e(M_1, M_C)$ = Gleichgewichtsradius eines Sterns mit Masse M_1 und entartetem Kern M_C

Entwicklung eines engen Doppelsterns nach Fall C

Nach: D. Lauterborn: 1970, Astron. Astrophys., 7, 150

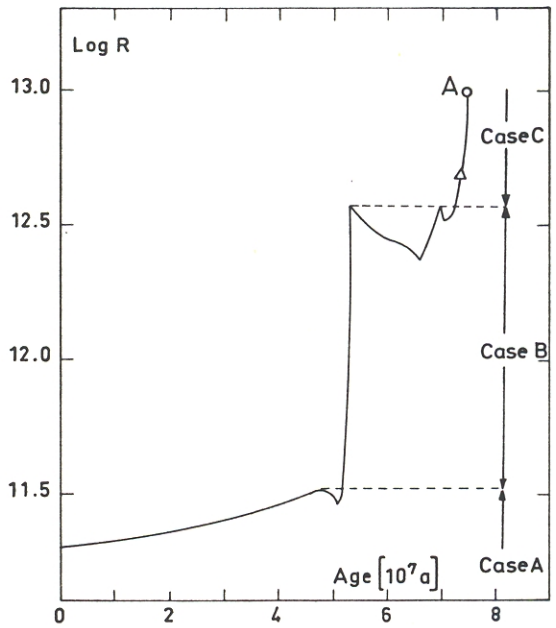


Fig. 2. Change of radius (R in cm) with time for the primary star up to the point where the mass loss begins (point A). The evolution up to the point indicated by a triangle is taken from earlier calculations of Hofmeister (1967). For the three possible cases of mass loss (case A, case B, case C), the corresponding range of the primary's radius is indicated. Note that the letter A is used with two different meanings: for the "case A" (describing a type of mass loss) and for the "point A" (describing a stellar model)

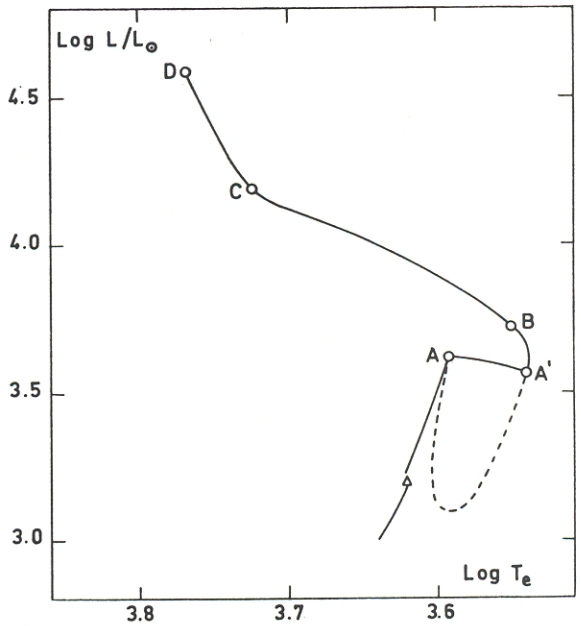


Fig. 3. Evolutionary track of the original primary in the H – R diagram. The mass loss begins at point A. Then a very quick phase of mass loss $A - A'$ is followed by a slow phase of mass loss $A' - B$. The dashed line between A and A' is explained in the text. At point C the hydrogen shell is reignited. At point D the Roche lobe is filled again, and a second phase of mass loss begins now (cf. text). The internal structure of model D is given in Table 1

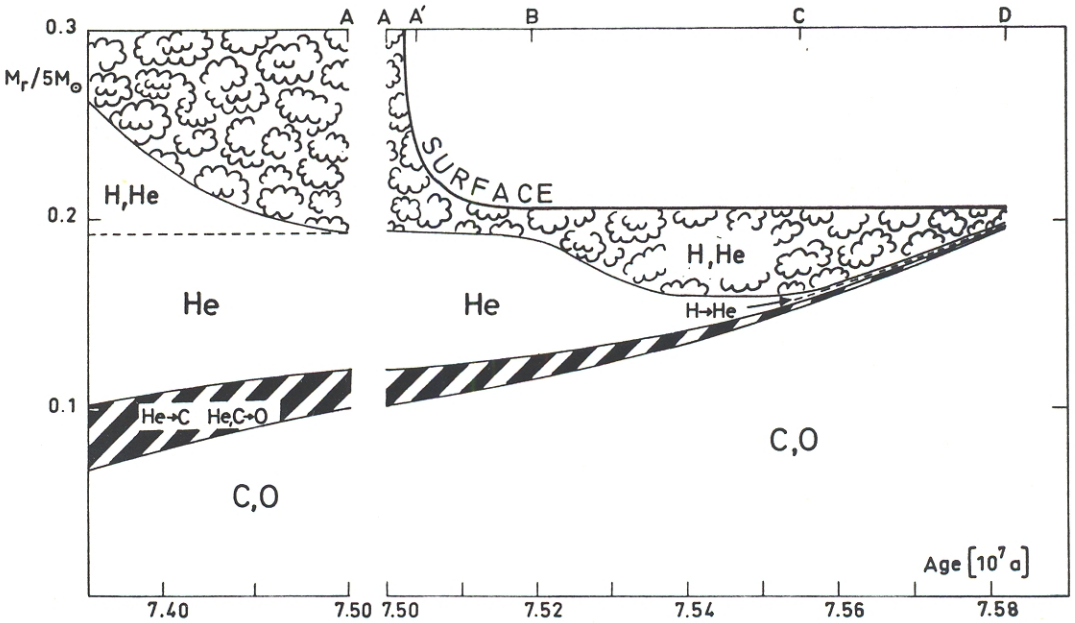


Fig. 4. Evolution in time of the original primary. The ordinate gives M_r in units of 5 $M_\odot$. "Cloudy" regions indicate convection. The stripes indicate regions where the nuclear energy production exceeds 10^2 erg/gs. The horizontal dashed line in the left part indicates the lower border of the hydrogen containing regions

Dauer der schnellen Phase

$\Delta t < 10^4 a$

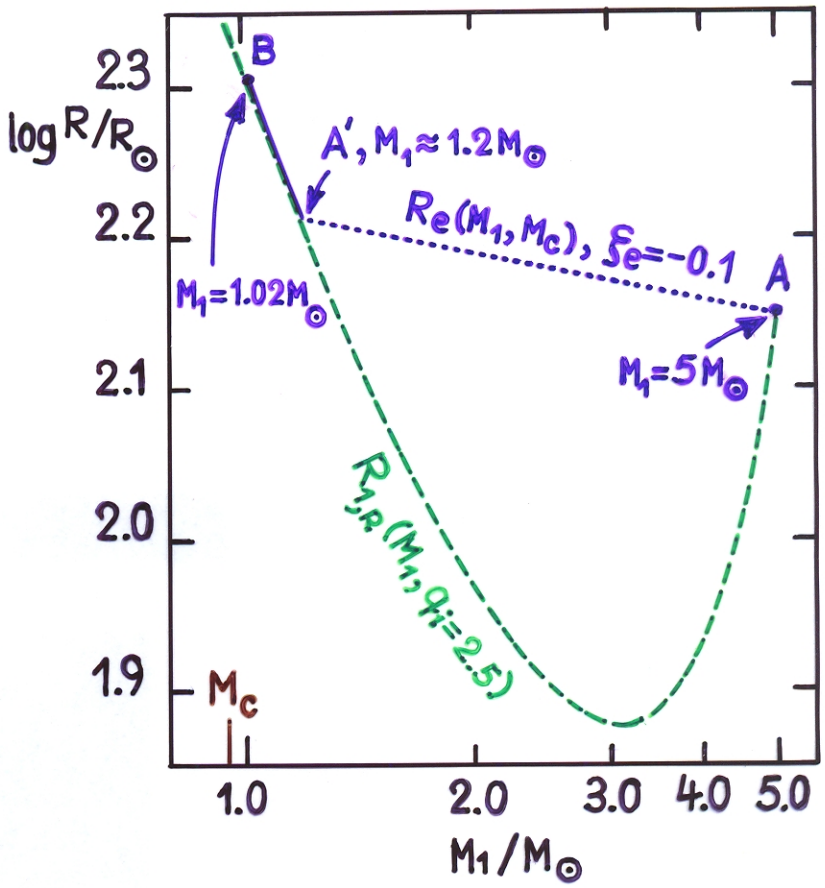
Massenverlust $\Delta M_1 = -3.98 M_\odot$

mittlere Massentransferrate

$\langle |\dot{M}| \rangle > 4\ 10^{-4} M_\odot/a$

Masse des Primärsterns am Ende der schnellen Phase

$M_1 = 1.19\ M_\odot$, $M_c = 0.95 M_\odot$



weitere Entwicklung:

von Punkt A'–B : langsamer Massentransfer, Dauer $\approx 1.6\ 10^5 a$

bei Punkt B : vorläufiges Ende des Massentransfers, $M_1 = 1.02 M_\odot$

von Punkt B–C : Eindringen der äusseren Konvektionszone → Erhöhung von Y in der Hülle → $\mu \uparrow$ → $R \downarrow$ → Massentransfer hört auf

von Punkt C–D : He-Schalenquelle brennt nach aussen → $M_c \uparrow$, $L \uparrow$, $\Delta M_{He} \downarrow$ → Zünden der H-Schalenquelle bei Punkt C → nukleares Brennen in 2 Schalenquellen, $M_c \uparrow$ → $R \uparrow$
Masse der konvektiven Hülle nimmt ab

▶ Rechnung mit Gleichgewichtsmodellen → Unterdrückung der Thermischen Pulse (nach früherer Abschätzung ca. 200 Pulse ! → Abschnitt 29.2.)

ab Punkt D : $R_1 = R_{1,R}$ → erneut kleiner Massenverlust

▶ Struktur des Primärsterns: $M_1 = 1.02 M_\odot$, entarteter C-O-Kern, $M_{CO} = 0.97 M_\odot$, He-Schale mit $\Delta M_{He} = 0.004 M_\odot$, H-reiche Hülle, $\Delta M_H = 0.046 M_\odot$
weitere Entwicklung (nicht gerechnet): Verlust der H-reichen Hülle : $\Delta M_H < 0.046 M_\odot$ (da $M_c \uparrow$ während des Verlusts und $R_1 < R_{1,R}$ bevor $\Delta M_H = 0$)

Ergebnis dieser Entwicklung:

- $M_1 = (0.97 - 1.02)\, M_\odot$, C-O-Weisser Zwerg
- $M_2 \approx 6 M_\odot$ HR-Stern
- $A_f = 840\, R_\odot$
- $P_f = 2.8$ Jahre

Probleme dieser Rechnung:

- schnelle Phase des Massentransfers wurde nicht gerechnet
- Thermische Pulse wurden unterdrückt
- Massenverlust durch Sternwinde (vor allem ab Punkt C wichtig) sind nicht berücksichtigt (war 1969/70 noch nicht bekannt)
- Reaktion des Begleitsterns auf den schnellen Massenverlust des Primärsterns ignoriert

▶ Wegen dieser Probleme : keine allg. Aussagen über Fall C möglich, ausser, dass dabei C-O-Weisse Zwerge entstehen, sofern $M_1 \lesssim 8 \cdots 10\, M_\odot$.

32.5. Entwicklung nach Fall BB

Hatten bisher nur die Fälle A, B und C definiert

▶ Was ist Fall BB ? Eine mögliche Fortsetzung der Entwicklung nach dem "massereichen Fall B. Entwicklung des ursprüngl. Primärsterns, nach dem Fall B ein He-Stern, ergibt Möglichkeit für 2. Massentransfer, → Fall BB

a) zur Entwicklung von isolierten Helium-Sternen

(→ z.B. B. Paczyński : 1971, Acta Astron. 21, 1; D. Arnett : 1971, Astrophys. J. 169, 113; G.M.H.J. Habets : 1987, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 69, 183)

Hier : Entwicklung des Radius' besonders wichtig. Qualitatives Verhalten von R(t) hängt stark von M ab:

$0.35 M_\odot \lesssim M_{He} \lesssim 0.85 M_\odot$: Stern bleibt in der Nähe der He-HR, R bleibt klein, Entw. zu Weissen Zwergen

$0.85 M_\odot \lesssim M_{He} \lesssim 3 \cdots 4 M_\odot$: Sterne werden zu Überriesen während des He-Schalenbrennens, Entwicklung zu

- Weissen Zwergen, wenn $M \lesssim M_{CH}$
- Supernovae (→ Neutronenstern, Schwarzes Loch), wenn $M > M_{CH}$

$M_{He} \gtrsim 3 \cdots 4 M_\odot$: Sterne entwickeln sich im HRD im wesentlichen nach links, bleiben bei kleinem R, Entwicklung zu Supernovae (→ Neutronenstern, Schwarzes Loch)

b) Ein Beispiel für die Fall BB Entwicklung:

(→ A.J. Delgado, H.-C. Thomas : 1981, Astron. Astrophys. 96, 142)

Parameter des Systems auf der HR: $M_1 = 9 M_\odot$, $M_2 = 6 M_\odot$, $A_0 = 18.6 R_\odot$, $P_0 = 2^d.4$
(vgl. dazu das Bsp. in Abschnitt 32.2.)

Parameter nach erfolgter Fall B Entwicklung:

$M_1 = 2 M_\odot$ He-Stern, $M_2 = 13 M_\odot$ HR-Stern, $A = 80.2 R_\odot$, $P = 21^d.5$

Verlauf der Entwicklung:

von Punkt A–B : zentrales He-Brennen, $M_{1,2} = \text{const.}$ } Dauer $\sim 3.27\ 10^6 a$

von Punkt B–C : He-Schalenbrennen

bei Punkt C : $R_1 = R_{1,R}$, System mit $q = M_1/M_2 = 0.154$ ist thermisch stabil gegen Massentransfer. Da jedoch $(\partial R_1/\partial t)_{M_1} > 0$, Beginn von Massentransfer mit nuklearer Zeitskala

von Punkt C–D : Massentransfer mit nuklearer Zeitskala; trotzdem $\text{Max}(|\dot{M}|) \approx 10^{-4} M_\odot/a$, da $R/\dot{R} \approx 10^4 a$; Stern verliert ca. $1 M_\odot$ in $\sim 10^4 a$.

bei Punkt D : He-Schalenquelle dicht unter der Oberfläche $\rightarrow R_1 \downarrow$ $\rightarrow$ Massentransfer endet, $M_1 = 0.993\, M_\odot$

von Punkt D–E : Entwicklung mit $M_1 = 0.993 M_\odot = \text{const.}$ und $L \approx \text{const.}$, aber $L_{nuc} \downarrow$ und $L_G \uparrow$ $\rightarrow$ Kontraktion, $T_{eff} \uparrow$

ab Punkt E : Kontraktion und Abkühlung zu einem C-O-WZ

c) allgemeine Bemerkungen zum Fall BB:

- Fall BB gibt es nur, wenn $1 M_\odot \lesssim M_1 = M_{He} \lesssim 3 \cdots 4 M_\odot$
- konservative Entwicklung vorausgesetzt, beginnt der 2. Massentransfer erst nach dem zentr. He-Brennen, da R erst dann gross genug wird ($\rightarrow$ daher wäre "Fall BC" die konsequentere Bezeichnung als "Fall BB"
- Masse des Reststerns $M_{c,f}$ > Masse des konvektiven Kerns während des zentr. He-Brennens M_{konv} (M_{konv} hängt stark vom Konvektionskriterium ab, ist daher unsicher).
- $M_{konv} > M_{CH}$ für He-Sterne mit $M_{He} \gtrsim 2.2 \cdots 2.5\, M_\odot$

  $\rightarrow$ diese Sterne werden Supernovae $\rightarrow$ Neutronensterne / Schwarze Löcher

- wenn $M_{c,f} < M_{CH}$ $\rightarrow$ Weisse Zwerge $\rightarrow$ C-O-WZ, wenn C-Brennen verhindert wird ($M_{He} \lesssim 2 M_\odot$) / O-Ne-Mg-WZ, wenn C-Brennen vor dem Massentransfer einsetzt (für $M_{He} \gtrsim 2 M_\odot$)

Entwicklung eines engen Doppelsterns nach Fall BB

nach: A. J. Delgado, H.-C. Thomas: 1981, Astron. Astrophys., 96, 142

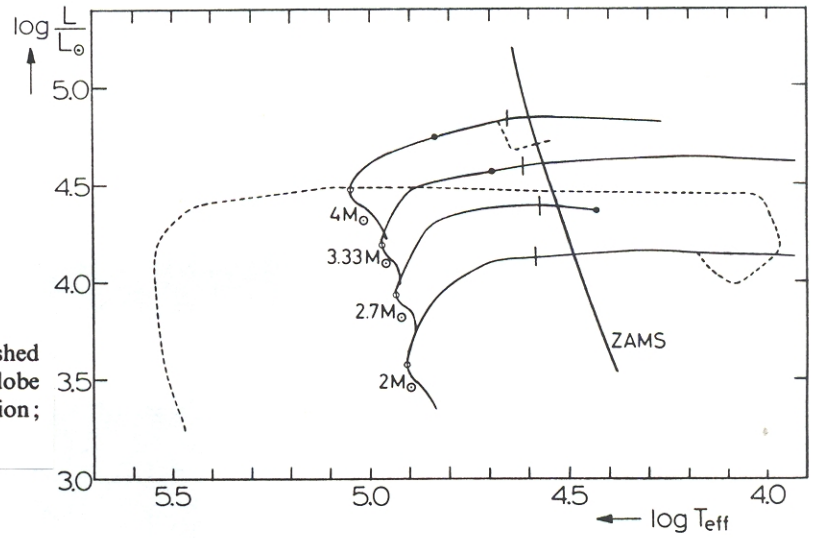


Fig. 1. Evolution of helium stars in the HR diagram. The dashed lines represent evolution with mass loss, through Roche lobe overflow. ○: helium exhaustion in the core; ●: carbon ignition; |: R_{min} (see text)

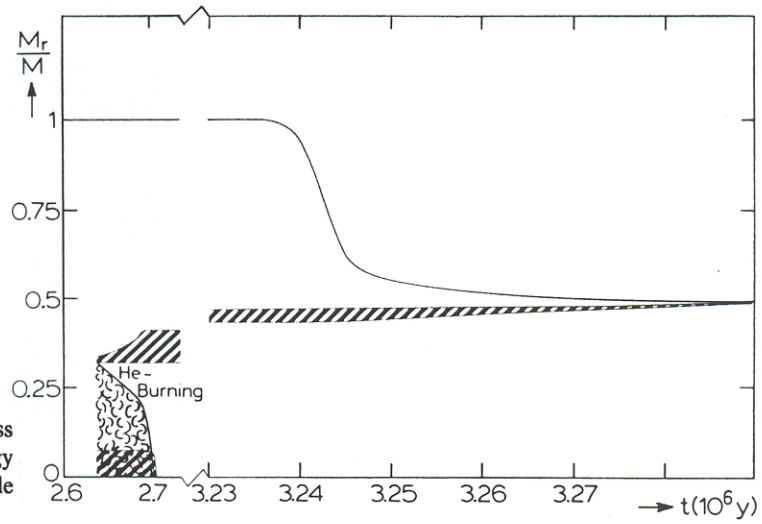


Fig. 3. Evolution of the $2M_\odot$ helium star's interior during mass transfer. Convection ("cloudy" zones) and zones where the energy generation rate is larger than 10% of the maximum in the whole star, are indicated

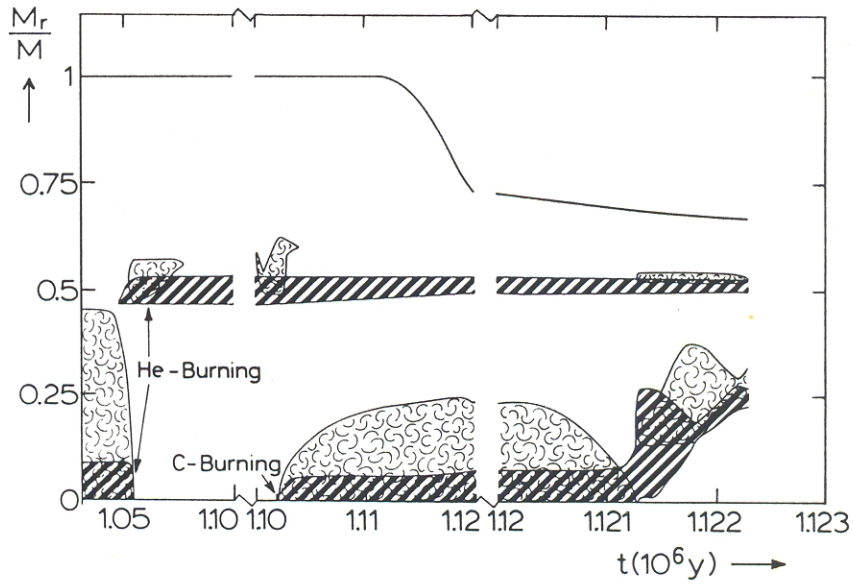


Fig. 5. The same figure as (3) for the $4M_\odot$ helium star